

Univerzita Karlova v Praze

Přírodovědecká fakulta

Studijní program: Geologie

Studijní obor: Aplikovaná geologie – Užitá geofyzika



Martin Bachura

Analýza seismické cody západočeských zemětřesení

Diplomová práce

Vedoucí závěrečné práce: doc. RNDr. Tomáš Fischer, Ph.D.

Praha 2013

Prehlásenie

Prehlasujem, že diplomovú prácu na tému *Analýza seismické cody západočeských zemětřesení* som vypracoval samostatne a že som uviedol všetky použité informačné zdroje a literatúru. Táto práca ani jej podstatná časť nebola predložená k získaniu iného alebo rovnakého akademického titulu.

V Prahe 19.8.2013

Martin Bachura

Podakovanie

Podakovanie patrí môjmu školiteľovi doc. RNDr. Tomášovi Fischerovi Ph.D. za pomoc a metodický dohľad pri písaní tejto práce a skupine *WEBNET* pôsobiacej na Geofyzikálnom Ústave Českej akadémie vied za poskytnutie dát.

Abstrakt

Coda vysokofrekvenčných zemetrasení v sebe nesie informácie o útlmových vlastnostiach prostredia, v ktorom zemetrasenie vzniklo. Aplikáciou rôznych metód analýzy cody je možné tieto informácie získať. Na dáta zo západočeských zemetrasení zachytených sieťou WEBNET som aplikoval tri metódy: štandardnú analýzu cody k určeniu parametru Q_c prostredia, metódu **Multiple Lapse Time Windows Analysis (MLTWA)** k separácii anelastického útlmu a útlmu spôsobeného rozptylom (resp. faktoru kvality Q_i a Q_{sc}) a metódu s rovnakým cieľom (určenie Q_i a Q_{sc}) založenou na modely energetického toku. Hodnoty Q_c sú relatívne nízke (od 22 do 600 v závislosti na frekvencii, na dĺžke použitých časových okien a na použitej stanici), čo dobre korešponduje s vysokou tektonickou aktivitou západných Čiech. Q_c javí frekvenčnú, hĺbkovú i laterálnu závislosť. Hodnoty rastú s frekvenciou, hĺbkou a smerom na juhozápad. Metódy k separácii Q_i a Q_{sc} sa dajú použiť len obmedzene, nakoľko pri krátkych hypocentrálnych vzdialenostiach je tvar cody len veľmi málo ovplyvnený rozptylovými vlastnosťami prostredia. Metóda MLTWA sa preto ukázala ako nepoužiteľná a metóda založená na modely energetického toku umožňuje zistiť presne iba hodnoty Q_i . Tie sa pohybujú v rozmedzí 118 (1,5 Hz pre stanicu NKC) až 3211 (18 Hz pre stanicu ZHC). Hodnoty Q_i tiež javia frekvenčnú a hĺbkovú závislosť.

Abstract

Coda of high frequency earthquakes contains information about attenuation properties of the environment between earthquake hypocentre and seismic station. By application of different methods of coda analysis one can derive these properties. I applied three methods to seismograms from autumn 2011 from WEBNET network monitoring seismic activity in West Bohemia/Vogtland area: basic method to derive Q_c parameter of the environment, and two methods that allow for separation of intrinsic attenuation (Q_i) and attenuation due the scattering (Q_{sc}): method MLTWA (**M**ultiple **L**apse **T**ime **W**indow **A**nalysis) and method based on energy flux model. Values of Q_c are relatively small (from 22 to 600, which depends on the length of the window in which the analysis is carried out and on the frequency and station used), which is in good agreement with the high seismic activity in the area. Q_c shows frequency, depth and lateral dependences. It increases with frequency and depth and in the southwest direction. The applicability of methods for separation of Q_i and Q_{sc} are limited. With short hypocentral distances as we have coda is not affected by scattering. Because of this, I was unable to use MLTWA method and the method of energy flux model was usable to derive only the values of Q_i . These values are from 120 (1,5 Hz at station NKC) to 3200 (18 Hz at ZHC). Values of Q_i are also depth and frequency dependent.

Obsah

| | |
|--|---------------|
| 1. Úvod | 7 |
| 1.1. Ciele | 7 |
| 1.2. Teoretický úvod | 7 |
| 1.3. Coda a jej vlastnosti | 10 |
| 1.4. Mechanizmus vzniku a šírenia vln cody. | 11 |
| 2. Modely vzniku a šírenia cody | 15 |
| 2.1. Difúzny model | 15 |
| 2.2. Model jednoduchého spätného rozptylu | 17 |
| 2.3. Modely násobných odrazov | 20 |
| 2.4. Model energetického toku | 20 |
| 2.5. Hybridné riešenie pre difúzny model a model jednoduchého spätného rozptylu - Zengovo riešenie | 22 |
| 3. Dáta | 24 |
| 4. Metódy spracovania dát | 27 |
| 4.1. Analýza Q_c | 28 |
| 4.2. Analýza Q_i a Q_{sc} - MLTWA (multiple lapse time window analysis) | 30 |
| 4.3. Analýza Q_i a Q_{sc} - Model energetického toku | 34 |
| 4.4. Coda Normalization | 37 |
| 4.4.1. <i>Relatívne zosilnenie stanice</i> | 38 |
| 4.4.2. <i>Relatívna veľkosť zdroja</i> | 38 |
| 4.4.3. <i>Útlm jednej stanice pre meranie útlmu priamej vlny</i> | 39 |
| 5. Výsledky | 40 |
| 5.1. Určenie Q_c | 40 |
| 5.2. Určenie Q_i a Q_{sc} - MLTWA | 45 |
| 5.3. Určenie Q_i a Q_{sc} - Model energetického toku | 47 |
| 6. Záver a Diskusia | 50 |
| Zoznam použitej literatúry | 53 |

1. Úvod

1.1. Ciele

Cieľom mojej práce je aplikovať metódy zisťujúce útlm v cody seizmogramu na dáta zo siete WEBNET v západných Čechách. Výsledkom by mali byť nielen samotné hodnoty útlmu (vyjadreného bezrozmernou veličinou faktoru kvality Q), ale aj informácia, či sú tieto metódy vôbec použiteľné na typ dát, akými WEBNET disponuje.

1.2. Teoretický úvod

Na poklese amplitúd seizmických vĺn sa podieľajú tri faktory:

- a) geometrické rozširovanie
- b) odrazy a transformácie vĺn na rozhraniach
- c) útlm spôsobený anelasticitou prostredia a rozptylom vĺn na nehomogenitách.

Tretí z týchto faktorov je charakterizovaný bezrozmernou veličinou Q – faktor kvality. Ide o bezrozmernú veličinu charakterizujúcu rozptyľovanie pôvodnej energie vlnenia. Čím je faktor kvality Q vyšší, tým je rozptyl energie menší. Existuje niekoľko možností ako definovať Q .

Jednou z možností je vzťah (Shearer, 2009):

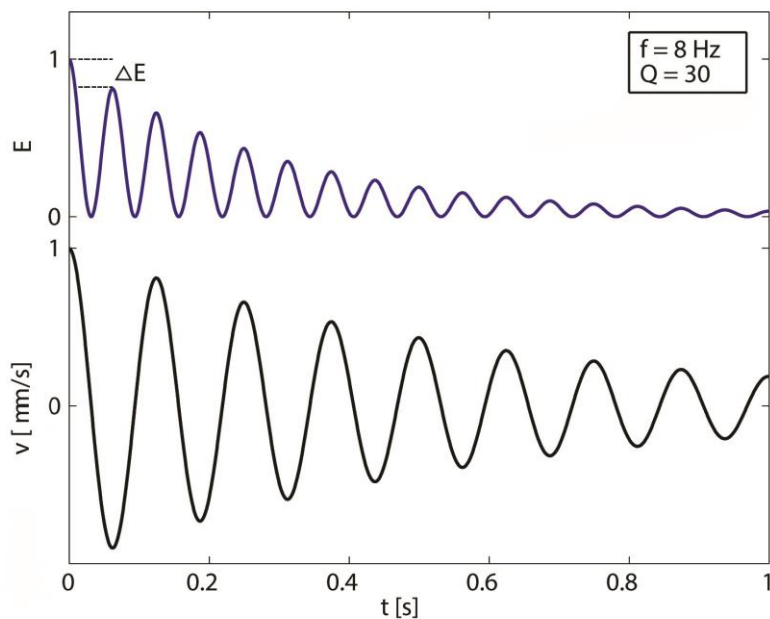
$$Q(\omega) = -\frac{2\pi E}{\Delta E}, \quad (1.01)$$

kde E je energia na začiatku periódy a $-\Delta E$ je pokles energie za túto periódu (Obrázok 1).

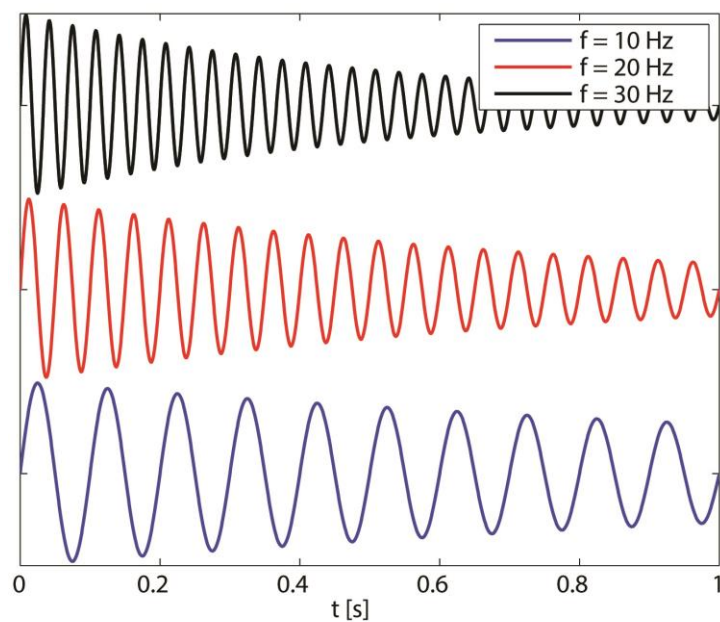
Zo vzťahu 1.01 je jasné, že pre pokles energie blížiaci sa nule sa $Q(\omega)$ blíži nekonečnu. Naopak, pre výrazné straty energie sa znižuje. Pre materiál Zeme platí, že $Q(\omega)$ je vysoké ($\gg 1$). Obrátená hodnota $Q^{-1}(\omega)$ sa nazýva útlmom.

Samotná hodnota Q vyjadruje pokles len pre jednu periódu, pokiaľ chceme spočítať útlm vlny o danej frekvencii na danej dráhe, musíme pomocou Q počítať koeficient útlmu:

$$\alpha(\omega) = \frac{2\pi f}{Q(\omega)}, \quad (1.02)$$



Obrázok 1: Zjednodušený príklad signálu (čierna) a určenia Q z jeho energie (modrá).



Obrázok 2: Ukážka signálov s rovnakým $Q = 100$ a rôznymi frekvenciami. Je vidno, že konštantné Q ešte neznamená rovnomerný pokles amplitúd vlnenia. Samotné Q teda neindikuje, či je pokles konštantný alebo frekvenčne závislý.

Z predošlej rovnice je možné si uvedomiť frekvenčnú závislosť Q . Tá vyplýva z toho, že vlnenie o dlhších vlnových dĺžkach na určitej stanovenej dráhe s konštantným Q má na jednu periódu väčší pokles amplitúdy (v absolútnych hodnotách) než vlnenie o vyššej frekvencii na

tej istej dráhe, ktoré sa skladá z väčšieho množstva periód, čiže rovnaký pokles je medzi ne rozdelený (Obrázok 2) .

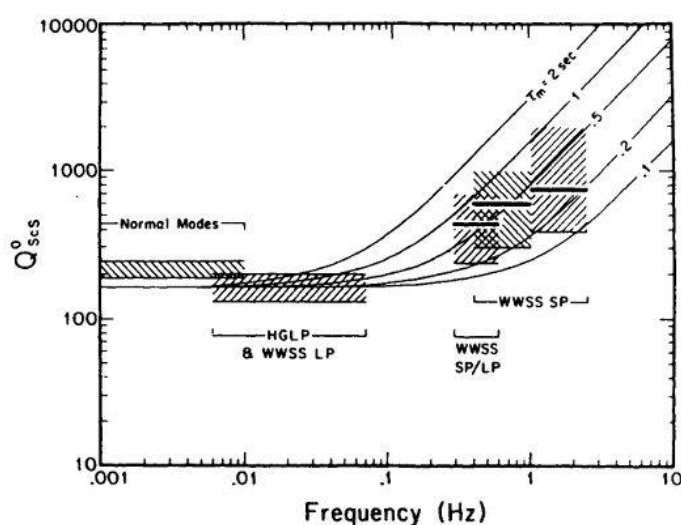
Pre viskoelastické prostredie (prostredie, ktorým sa nahrádza zemský materiál) je možné Q (resp. útlm Q^{-1}) zapísať ako pomer:

$$\frac{1}{Q} = \frac{M_I}{M_R}, \quad (1.03)$$

kde komplexný modul M je pomer napätia k deformácii v danom čase a I a R značí imaginárnu a reálnu časť komplexného modulu (pre takéto prostredie platí, že napätie a deformácia sú oproti sebe fázovo posunuté o φ). Útlm je tiež možné vyjadriť v závislosti na tomto fázovom posune:

$$\frac{1}{Q} = \tan\varphi. \quad (1.04)$$

Dva podobné modely boli zavedené pre viskoelastické prostredie. Prvý je „skoro konštantný Q model“ (Liu et al, 1976), kde je Q výsledkom spoločného pôsobenia viacerých útlmových mechanizmov tak, že na určitom frekvenčnom pásme je Q konštantné. Druhý je „model konštantného Q “ (Kjartansson, 1979), kde je Q frekvenčne nezávislé. Pozorované však je, že tieto modely platia pre nízke frekvencie - 0,001 Hz až 0,1 Hz (Stein a Wyssession, 2003). Pri vyšších frekvenciách je badateľná frekvenčná závislosť Q (Obrázok 3).

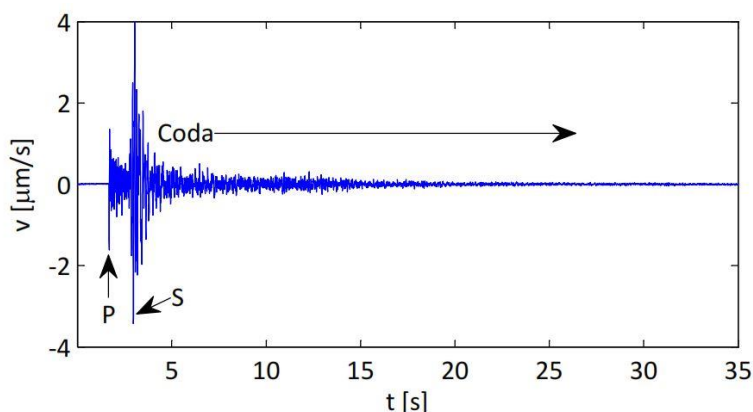


Obrázok 3: Frekvenčná závislosť Q pozorovaná zo seizmických vĺn v Zemi. Šrafované pásma označujú reálne pozorovania. Medzi frekvenciami 0,001 Hz až 0,1 Hz je možné sledovať, že hodnoty sú prakticky konštantné (Lay, Wallace, 1995).

Na útlme charakterizovanom obrátenou hodnotou faktorom kvality Q^{-1} sa podieľajú dve zložky – anelastický útlm Q_{int}^{-1} a rozptyl Q_{sc}^{-1} . Anelastický útlm a útlm spôsobený rozptylom môžu (ale teoreticky nemusia) byť frekvenčne závislé veličiny.

Jedným z problémov zavedenia faktoru kvality Q počítaného z cody je jeho interpretácia. Veličina Q je totiž pôvodne teoreticky zavedená ako miera straty energie v dôsledku anelasticity prostredia – vyjadruje anelastický útlm. Pri skúmaní útlmu prostredia z neskorších pasáží seizmogramu však Q zahŕňa aj efekty spôsobené rozptylom seizmických vĺn. S problémom rozlíšenia rozptylu a anelastického útlmu z faktoru kvality zisteného z vln cody sa autori rôznych publikácií stretávajú už dlho a k uspokojivým výsledkom sa zatiaľ nepodarilo dopracovať.

1.3. Coda a jej vlastnosti



Obrázok 4: Záznam rýchlostí posunutia zemetrasenia (2.9.2011, ML=2,5) s vyznačenými príchodmi P-vln, S-vln a codou (presnejšie: S – codou).

Informácie o útlme (celkovom, anelastickom či spôsobenom rozptylom) horninového prostredia v sebe nesú seizmogramy malých lokálnych vysokofrekvenčných zemetrasení a to konkrétne neskoršie časti seizmogramu – coda.

Coda je „chvost“ P a S vlny (Obrázok 4). Je charakteristická postupným poklesom amplitúdy. Práve parametre tohto poklesu nám umožňujú stanoviť niekoľko fyzikálnych parametrov charakterizujúcich prostredie (Aki a Chouet, 1975). Medzi ne patrí hlavne faktor kvality Q vyjadrujúci útlm vln cody v dôsledku rozptylu a anelastickej absorpcie prostredia. Bolo vyvinutých niekoľko metód k stanoveniu faktoru kvality prostredia Q , ale aj

k stanoveniu pomeru anelastickej absorpcie a rozptylu v rámci celkového útlmu a tiež k separácii vplyvu seizmického zdroja.

Pre štúdium heterogenity prostredia sú zaujímavé predovšetkým S – cody, nakoľko P – coda je prerušená práve S – codou. Pri malých lokálnych zemetraseniach je S – coda málo postihnutá povrchovými vlnami (a keď, tak len na nízkych frekvenciách).

Vlastnosti cody:

- 1) Spektrálne zložky úvodných partií seizmogramov (záznamy objemových P a S vln) sú závislé na dĺžke a charaktere dráhy medzi zdrojom a zaznamenávajúcou stanicou. Táto závislosť postupne klesá v neskorších častiach seizmogramu a vymizne v code.
- 2) Pre lokálne malé zemetrasenie v epicentrálnej vzdialenosti do 100 km je dĺžka záznamu na seizmograme (príchod P vlny až koniec cody) takmer nezávislá na epicentrálnej vzdialenosti a azimute. Takéto záznamy môžu byť použité k stanoveniu magnitúda zemetrasenia (Aki a Chouet, 1975).
- 3) Spektrálne charakteristiky vln cody z rôznych lokálnych zemetrasení klesajú ako funkcia času, nezávisle na charaktere a dĺžke trasy medzi epicentrom a zaznamenávajúcou stanicou.
- 4) Pokles spektrálnych charakteristík cody spomenutý v bode 3 je tiež nezávislý na magnitúde zemetrasenia (platí pre zemetrasenia s magnitúdom menším ako 6).
- 5) Mechanizmus vyvolávajúci vlny cody závisí na geologických pomeroch v prostredí. Keďže na geologických vlastnostiach prostredia závisí aj miera šumu, stáva sa celková dĺžka záznamu na seizmograme nezávislá na lokálnej geológii (šum je rovnako zosilnený ako coda).
- 6) Vlny cody nie sú klasické rovinné vlny prichádzajúce od epicentra k stanici.

1.4. Mechanizmus vzniku a šírenia vln cody.

Otázkou vzniku a šírenia vln cody rieši niekoľko teórií popísaných v ďalších kapitolách. Pre všetky je však spoločná jedna vec – priestorové vymedzenie prostredia, kde sa vlny cody generujú.

V homogénnom prostredí sa priama vlna šíri po kruhovej vlnoploche. Na snímači môžeme zo spektra vlnového čísla zistiť azimut, pod ktorým vlna prišla smerom od ohniska.

Predpokladajme, že zdroj aj stanica sú v jednom bode v prostredí bez anelastickej absorpcie. Šíriaca sa vlnoplocha sa stále rozširuje a dochádza k poklesu energie pre každý jej bod v dôsledku geometrického rozširovania.

Predpokladajme ďalej, že do prostredia homogénne rozmiestnime heterogenity – „rozptyľovače“. Tieto heterogenity pri prechode vlnoplochy priamej vlny cez ne generujú ďalšie vlny (odrazené, rozptýlené, difúzne sa šíriace, závisí na preferovanom modeli), ktoré sa tiež šíria do všetkých smerov, samozrejme aj smerom k snímaču. Otázku, ako sa tieto vlny šíria a akým procesom podliehajú rozoberajú nižšie popísané modely.

Analýzou spektra vlnového čísla môžeme zistiť, že takéto odrazené (rozptýlené, difúzne sa šíriace) vlny prichádzajú zo všetkých smerov. Pôvodná vlnoplocha tak stráca energiu nielen geometrickým rozširovaním, ale aj neustálymi rozptylmi v takomto prostredí.

Predstavme si zjednodušený dvojdimenzionálny prípad (hlboký rez), kde je zdroj zemetrasenia a stanica v jednom bode v nevrstevnatom prostredí s rovnomerne rozmiestnenými nehomogenitami. Vlnoplocha priamej vlny bude na stanici zachytená v čase $t_s = 0$ (čas príchodu, v našom prípade S – vlny). S narastajúcim časom sa vlnoplocha rozširuje a na nehomogenitách generuje ďalšie a ďalšie vlny, ktoré sú zachytávané snímačom v stanici. S ďalším plynutím času prichádzajú na stanicu vzdialenejšie a vzdialenejšie vlny, ktorých amplitúdy na seizmograme slabnú v dôsledku útlmových procesov a geometrického rozširovania. Práve toto sú tie vlny, ktoré tvoria codu. Oblasť v ktorej sa generujú, má v dvojdimenzionálnom prípade tvar kruhu so stredom v hypocentre – stanici.

Predstavme si teraz, že prostredie je stále rovnaké (dvojrozmerné nevrstevnaté s rovnomerne rozloženými nehomogenitami), ale zdroj a stanica sú od seba vzdialené nejakú hypocentrálnu vzdialenosť r . Oblasť, v ktorej sa generujú rozptýlené vlny sa zväčšuje a má „hruškovitý tvar“. Prvé rozptýlené vlny z tejto oblasti dorazia na stanicu až po príchode S – vlny. S rastúcim časom t po príchode priamej vlny potom prichádzajú ďalšie a ďalšie rozptýlené vlny na stanicu. Obsah oblasti, vymedzenej časom t (počítaného od príchodu priamej vlny) má tvar elipsy s ohniskami s hypocentre a stanici. Dĺžky poloosí tejto elipsy sú

$$a = \frac{1}{2}vt, \quad b = \frac{1}{2}\sqrt{(v^2t^2 - r^2)} , \quad (1.05)$$

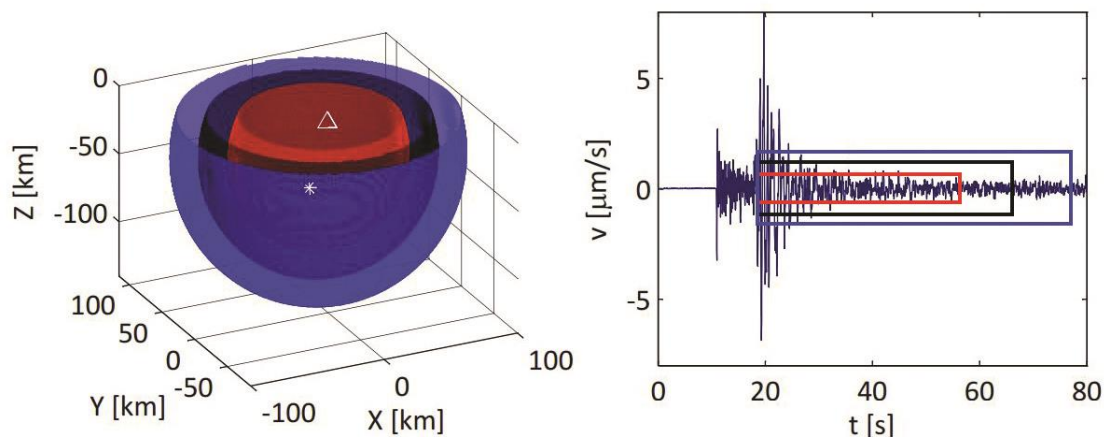
kde r je hypocentrálna vzdialenosť, t je čas meraný od vzniku zemetrasenia, v je stredná rýchlosť šírenia S – vln (pre S – codu).

V trojdimenzionálnom prípade sa jedná o elipsoid s vyššie spomenutými polosami a objemom

$$V = \frac{1}{6}\pi v^2t^2\sqrt{(v^2t^2 - r^2)} . \quad (1.06)$$

V reálnych prípadoch, keď je stanica na povrchu je časť zdrojového elipsoidu tvorená vzduchom a jej objem sa nepodieľa na generovaní vln cody.

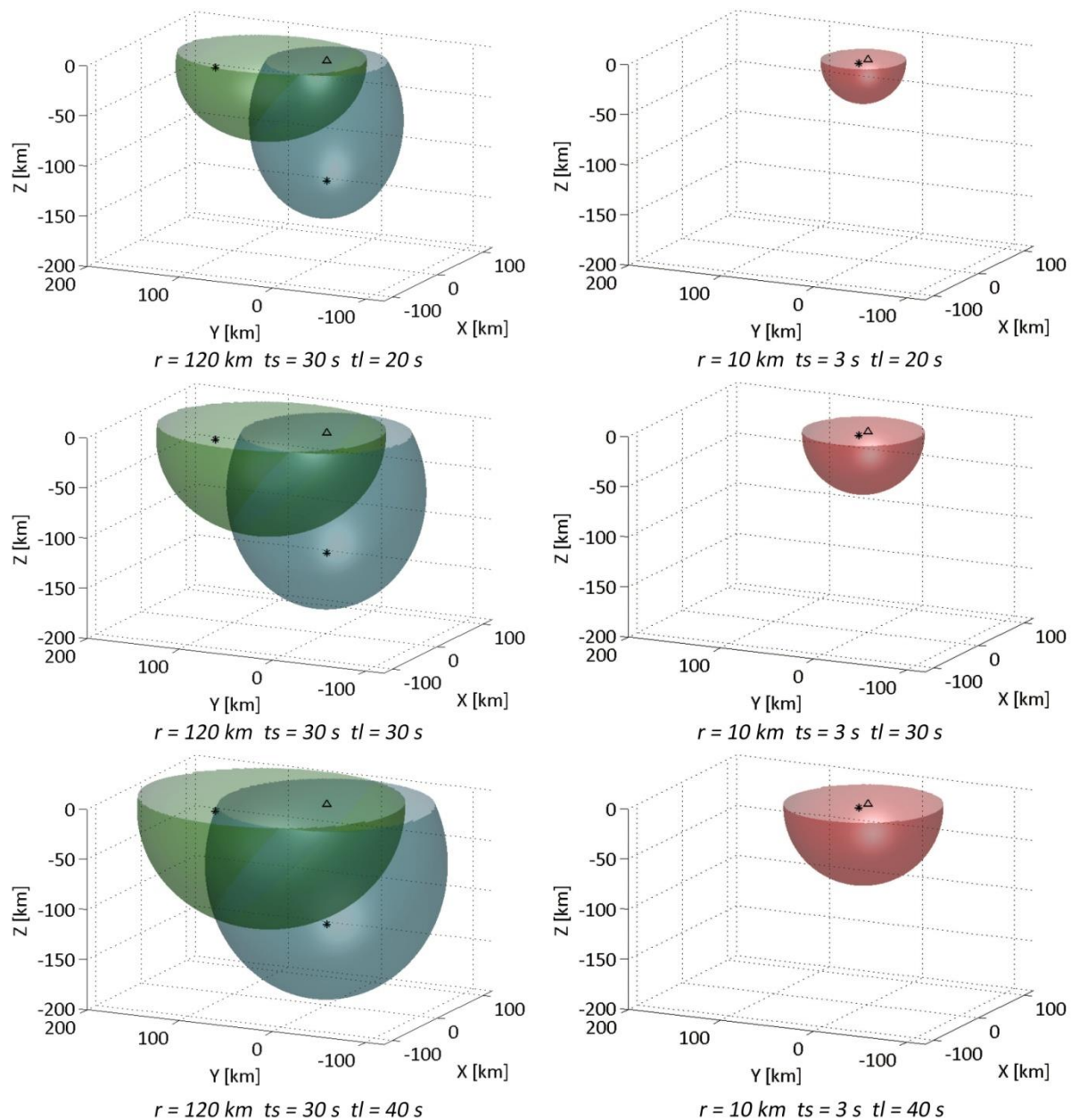
Je dobré si uvedomiť jednoduchú skutočnosť, že s rastúcim časom narastá objem zdrojového elipsoidu cody (Obrázok 5), čiže aj coda študovaná v časovom okne ohraničenom zhora časom t v sebe nesie informácie o prostredí vnútri elipsoidu. Parametre tohoto prostredia (Q : Q_i , Q_{sc} , Q_c) sú integrálne a predstavujú priemer pre celý objem elipsoidu.



Obrázok 5: Vľavo vizualizácia zdrojových elipsoidov cody pre časové úseky vyznačené vpravo. Červenou je označené 38 sekundové okno, čiernou 48 sekundové a modrou 58 sekundové (začiatok časových okien na obrázku je príchod S – vlny na čase $t_s = 18$ s). Biely trojuholník predstavuje umiestnenie stanice na povrchu.

Kombináciou rôznych hypocentrálnych vzdialeností a rôznych časov t ohraničujúcich skúmané časové okno cody môžeme zisťovať parametre v rôznych častiach geologického prostredia. Takýto prístup je možný v oblastiach, kde sú tieto vzdialenosti veľké (desiatky až stovky km). Pri malých hypocentrálnych vzdialenostiach (prvé desiatky km) sa zdrojové

elipsoidy zvyknú značne prekryvať a hodnoty Q zistené z rôznych kombinácií staníc a javov sú podobné a popisujú jedno a to isté prostredie (tento fakt je samozrejme závislý na dĺžke študovaného časového okna (prekryv rastie s dĺžkou tohto okna) a geometrii rozmiestnenia staníc a hypocentier zemetrasení).



Obrázok 6: Vizualizácia objemu zdrojových elipsoidov cody pre rôzne polohy hypocentier a pre rôzne dĺžky časových okien t_l (od príchodu S – vlny). Vľavo hypocentrá s hypocentrálnou vzdialenosťou 120 km ($t_s = 30 \text{ s}$), vpravo hypocentrálna vzdialenosť 10 km ($t_s = 3 \text{ s}$). Dĺžky časových okien t_l (od príchodu S – vlny) vymedzujúcich objem elipsoidov sú zhora nadol 20, 30 a 40 s.

Dôležitá (hlavne pri dlhších vzdialenostiach) pri uvedomení si tvaru elipsoidu je vzájomná poloha javu a stanice. Pokiaľ je vzdialenosť medzi nimi veľká, ale hĺbka javu je malá, tak elipsoid vzorkuje predovšetkým „plytšie“ prostredie a veľká časť z neho je tvorená vzduchom (elipsoid akoby „leží“ a je preťatý povrchom). Keď je však hĺbka javu veľká, coda je generovaná v elipsoide s veľkým hĺbkovým dosahom, ale relatívne menším šírkovým rozsahom (elipsoid „stojí“ z väčšej časti pod povrchom). Príklady elipsoidov sú znázornené na *Obrázku 6*.

Pri malých hypocentrálnych vzdialenostiach v kombinácii s väčšími dĺžkami skúmaného časového okna (od 20 sekúnd) je zdrojový elipsoid prakticky guľa a vzájomné prekrytia sú výrazné.

2. Modely vzniku a šírenia vln cody.

Vznik a šírenie vln cody sa snažili autori popísať pomocou rôznych modelov, závislých na prostredí. Prvý bol zavedený difúzny model (Wesley, 1965; Nakamura et al., 1970; Aki a Chouet, 1975) pre silne rozpraskané a suché prostredie, kde je útlm daný hlavne rozptylom od nehomogenít (prasklín) a anelastický útlm je zanedbateľný alebo neexistujúci. Druhý bol zavedený a postupne upravovaný model jednoduchého spätného rozptylu (Aki a Chouet, 1975; Sato, 1977; Aki, 1980). Tento model je opakom difúzneho modelu, predpokladá sa jeho platnosť pre horninové prostredie na Zemi, kde je v dôsledku prítomnosti fluíd v prostredí dominantný anelastický útlm a útlm v dôsledku rozptylu na nehomogenitách je slabý. Cieľom vedcov venujúcich sa problematike cody bolo zaviesť modely, ktoré budú aplikovateľné na prostredie so zastúpeným anelastickým útlmom aj rozptylom. Výsledkom týchto snáh sú modely viacnásobných odrazov (Kopnichev, 1977; Gao et al., 1983; Gao a Shang, 1988; Hoshiba et al., 1991; Zeng et al., 1991) a model energetického toku (Frankel a Wennerberg, 1987).

2.1. Difúzny model

Difúzny model (diffusion model) šírenia energie skúmali Wesley (1965), Nakamura et al. (1970) a Aki a Chouet (1975).

Predpokladá veľmi silný rozptyl energie na nehomogenitách a potlačuje až zanedbáva vplyv anelastického útlmu. Predpokladáme suché prostredie bez flúid, v ktorom rozptyľovače rozložené tak nahusto a pravidelne, že prostredie sa stáva v istom zmysle homogénnym. Energia priamej vlny sa prechodom takýmto prostredím výrazne tlmí a prechádza do vln cody. Tie sa ďalej odrážajú a rozptyľujú v takej miere, že šírenie energie vln cody môžeme chápať ako difúzny proces. Výsledkom je silne rozkmitané prostredie – vysoké amplitúdy cody a silne utlmená energia priamej vlny – malé, často až nerozoznatelné amplitúdy pôvodnej vlny.

Difúzny proces šírenia vln cody môže byť vyjadrený pomocou difúznej rovnice (Aki a Chouet, 1975; Sato a Fehler, 1998):

$$\frac{\partial E}{\partial t} = D \nabla^2 E - \frac{\omega}{Q} E, \quad (2.01)$$

kde E je seizmická energia pre jednotkový objem, D je difúzivita prostredia a Q je už známy faktor kvality prostredia. Pre difuzivitu D platí:

$$D = \frac{v}{3g_0} = \frac{vl}{3}, \quad (2.02)$$

kde v je rýchlosť S-vln, g_0 je koeficient rozptylu v prostredí a l je stredná voľná vzdialenosť vyjadrujúca popisujúca vzdialenosť, ktorú prejde lúč vlny (Sato a Fehler, 1998).

Analytické riešenie predošlej rovnice pre bodový zdroj v čase a priestore je (Aki a Chouet, 1975):

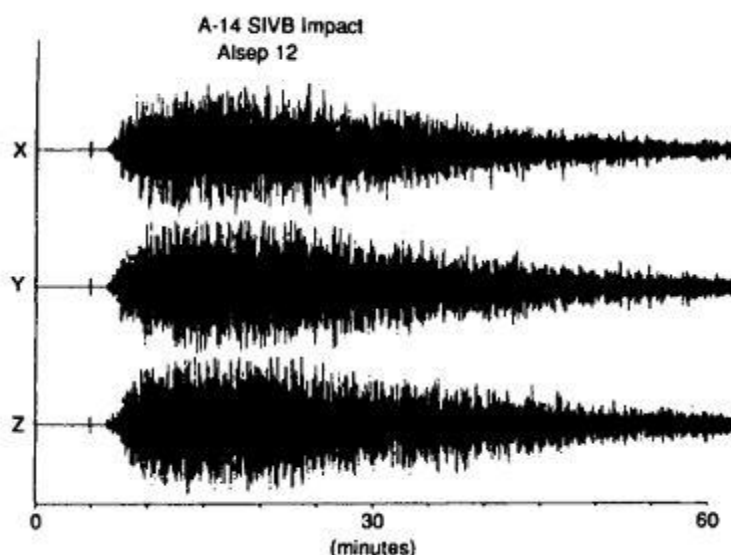
$$E(r, t, \omega) = \frac{W(\omega)}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-r^2/(4Dt)} e^{-\omega t/Q} \quad (2.03)$$

kde $W(\omega)$ je celková seizmická energia vyžiarená zdrojom. Pre malé vzdialenosti $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ a veľké hodnoty času t (vo veľkej vzdialenosti od zdroja) sa výsledná rovnica stáva iba funkciou času, čo je pozorovaná skutočnosť platiaca pre vlny cody (Aki a Chouet, 1975). Výsledná rovnica pre energiu vln cody odvodená z modelu difúzie je:

$$P(\omega, t) = \frac{W(\omega)}{\rho\omega^2(4\pi Dt)^{2/3}} e^{-\omega t/Q}, \quad (2.04)$$

kde ρ je hustota prostredia.

Difúzny model použil Nakamura et al. (1970) pre výpočet kvality faktoru prostredia z cody z údajov seizmografu na sonde Apollo na Mesiaci (Obrázok 7), kde je prostredie silne popraskané a bez prítomnosti flúid. Pokles amplitúd vln cody je dominantne spôsobený rozptylom. Na Zemi, kde je prostredie okrem popraskania nasýtené fluidami je tento model nepoužiteľný.



Obrázok 7: Trojzložkový záznam otrasuspôsobeného impaktom na Mesiaci zachytený seizmometrom na module Apollo. Pre vysoké časy t od vzniku otrasu platí pre vznik a šírenie vln cody model difúzie. Amplitúdy cody sú v dôsledku silného rozptylu vysoké, pričom priama vlna je prakticky nezaznamenateľná (Lay a Wallace, 1995).

2.2. Model jednoduchého spätného rozptylu

Model jednoduchého spätného rozptylu (Aki a Chouet, 1975) chápe codu seizmogramu ako superpozíciu vlnových skupín, kde každá takáto skupina je odrazom od jednej nehomogenity. Každý takto prichádzajúcej vlne prislúcha jedna nehomogenita v priestore – ostatné nehomogenity pre túto vlnu ignorujeme – zanedbávame spätné odrazy.

Model jednoduchého spätného rozptylu chápe rozptyl pôvodnej energie ako slabý proces (dochádza prakticky len k jednému odrazu). V dôsledku zanedbania spätných odrazov dochádza k porušeniu zákonov zachovania energie.

Aki a Chouet (1975) odvodili vzťah pre tento model:

$$P(\omega, t) = S(\omega)t^{-m}e^{-\omega t/Q_c}, \quad (2.05)$$

kde $P(\omega; t)$ je výkonové spektrum cody pre danú uhlovú frekvenciu (resp. frekvenčné pásmo) ako funkcia času t plynúceho od vzniku zemetrasenia. Člen S , ktorý sa mení s meniacim sa magnitúdom vyjadruje vlastnosti zdroja, a to ako zdroja primárnych vĺn (seizmický zdroj), tak aj zdroja odrazených vĺn (heterogenity). Jeho vzorec je:

$$S(\omega) = \frac{W^S(\omega)g_0(\omega)N^S(\omega)}{2\pi v}, \quad (2.06)$$

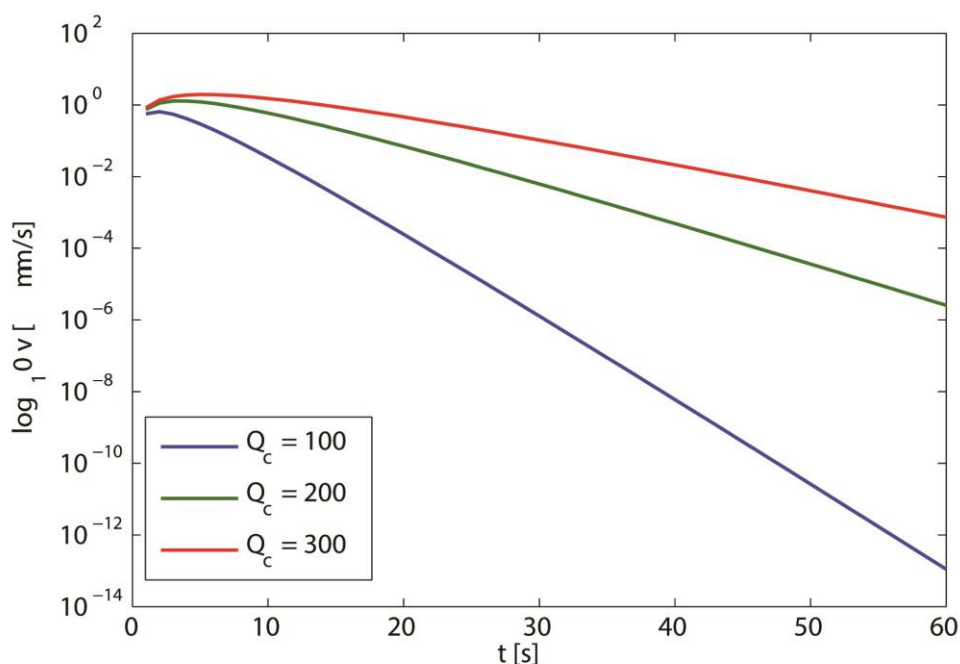
kde $W^S(\omega)$ predstavuje energiu zdroja S-vĺn pre danú frekvenciu, $g_0(\omega)$ je koeficient rozptylu, $N^S(\omega)$ je zosilnenie stanice a v rýchlosť S-vĺn v prostredí (Sato a Fehler, 2003).

Keďže zdroje odrazených vĺn cody (objem prostredia s heterogenitami – zdrojový elipsoid cody) sú pre všetky zemetrasenia v danej oblasti približne rovnaké, zmeny člena S sú zapríčinené zmenami seizmického zdroja zemetrasenia. Konštanta m súvisí s geometrickým rozširovaním. Člen t^{-m} predstavuje korekciu na geometrické rozširovanie. Hodnota m je 1 pre povrchové vlny a 2 pre vlny objemové. Q_c je skúmaný faktor kvality cody, závisiaci na prostredí.

Pre amplitúdy rýchlostí posunutí zo seizmogramu platí (amplitúda je odmocninou energie):

$$A(\omega, t) = S(\omega)t^{-m/2}e^{-\omega t/2Q_c}. \quad (2.07)$$

Z rovnice 2.07 vyplýva, že s rastúcim Q_c je útlm strmší, coda klesá rýchlejšie (Obrázok 8).



Obrázok 8: Pokles amplitúd cody (resp. ich logaritmu) s časom pre rôzne hodnoty Q_c vypočítané z rovnice modelu jednoduchých spätných odrazov pre frekvenciu 18 Hz.

Vzťahy odvodené Akim a Chouetom platia pre dlhšie časové okná, kde dráha spätne odrazenej vlny je výrazne dlhšia ako epicentrálna vzdialenosť. Inak povedané, keď zdroj a stanicu môžeme považovať za jeden bod. Pre krátke časové okná, kde nie je možné brať ohnisko a stanicu ako jeden bod zaviedol Sato (1977) nový vzťah s rozdielnou korekciou na geometrické rozširovanie:

$$A(r, \omega, t) = S(\omega) \sqrt{\frac{K(\alpha)}{r^2}} e^{-\omega t / 2Q_c}, \quad (2.08)$$

$$K(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right), \quad \alpha = \frac{t}{t_s}, \quad (2.09)$$

kde t_s je čas príchodu S-vlny, t je čas počítaný od vzniku zemetrasenia, r je epicentrálna vzdialenosť.

Ďalšiu modifikáciu pôvodných rovníc zaviedol Aki (1980). Výsledkom jeho výskumu bol upravený vzťah (2.9), ktorý okrem Q_c umožňoval zistiť Q_{sc} , čo je faktor kvality daný rozptylom:

$$A_c \propto \left(\frac{\omega}{vQ_{sc}} \right)^{1/2} t^{-m} e^{\omega t/2Q_c}. \quad (2.10)$$

Ako však ukázali pozdejšie výpočty, predovšetkým výsledky numerického modelovania cody, výsledná rovnica má len obmedzenú platnosť. Platí iba v prípade, že Q_c sa rovná Q_i (Frankel a Wennerberg, 1987).

Fyzikálny význam faktoru kvality prostredia počítaného z cody Q_c je nejasný. Nejasný je predovšetkým jeho vzťah ku Q_i a Q_{sc} . Napriek týmto nejasnostiam sa Q_c často určuje zo seizmogramov ako parameter charakterizujúci danú seizmogénnu oblasť. Q_c je v rámci jedného regiónu prakticky konštantné. V oblastiach seizmicky aktívnych je jeho hodnota 50 až 200 pre frekvenciu 1 Hz a 1000 až 2000 pre 20 Hz. V seizmicky neaktívnych oblastiach je Q_c vyšší (Aki a Chouet, 1975; Sato a Fehler, 1998; Sato et al., 2002).

Platnosť Akiho a Chouetových rovníc potvrdil numericky Jannaout et al. (1991).

2.3. Modely násobných odrazov

Modely vytvorené pre násobné odrazy vznikli v snahe popísať prostredie, v ktorom je zastúpený aj anelastický útlm aj útlm spôsobený rozptylom. Výsledkom týchto modelov sú rovnice, pomocou ktorých je možné Q_i a Q_{sc} rozlíšiť. Výsledné vzťahy pre tieto modely sú výsledkom numerického modelovania šírenia vln cody, kde ako vstupné parametre vstupujú Q_i a Q_{sc} .

Najvýznamnejšie a prakticky uplatniteľné sú predovšetkým výsledky Frankela a Wennerberga (1987), Zenga (1991) a Hoshibu (1993). Prví dvaja došli na základe numerického modelovania metódou konečných elementov k výsledkom zhrnutých v modely energetického toku. Hoshiba pomocou numerických simulácií metódou Monte Carlo dospel k rovniciam pre násobné odrazy vyšších rádov. Zeng odvodil analytické riešenie rovnice pre distribúciu energie vln cody v priestore a čase.

2.4. Model energetického toku

Model Frankela a Wennerberga (1987) pracuje s distribúciou energií, konkrétne s energiou cody, priamej vlny a celkovou energiou. Na začiatku v čase vzniku javu je energia

priamej vlny E_D rovná celkovej energii E_T a energia cody E_C je nulová. S narastajúcim časom od vzniku javu sa v dôsledku rozptylu energia priamej vlny transformuje do energie cody, pričom celková energia sa zachováva. Po úpravách došli autori k vzťahom:

$$A_C(\omega, t) = \sqrt{3I_D} t_d t^{-3/2} e^{-\omega t/2Q_I} e^{\omega t_d(Q_I^{-1} + Q_{SC}^{-1})/2} \sqrt{1 - e^{-\omega t/Q_{SC}}}, \quad (2.11)$$

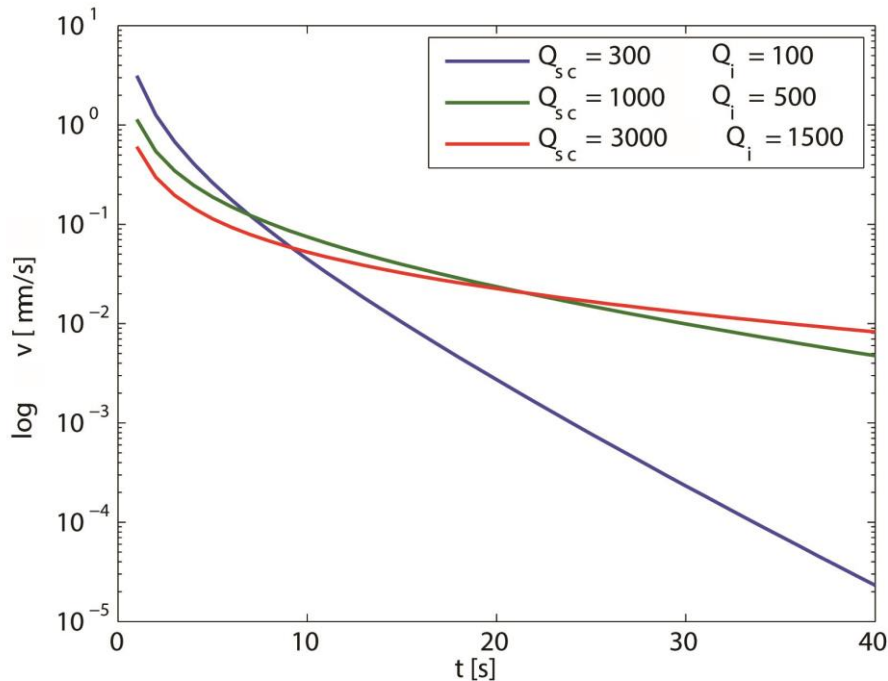
pre 3-D prostredie a

$$A_C(\omega, t) = \sqrt{2I_D} t_d t^{-1/2} e^{-\omega t/2Q_I} e^{\omega t_d(Q_I^{-1} + Q_{SC}^{-1})/2} \sqrt{1 - e^{-\omega t/Q_{SC}}}, \quad (2.12)$$

pre 2-D prostredie. A_C je amplitúda cody v čase t , t_d je čas priechodu priamej vlny, ω je uhlová frekvencia, Q_i a Q_{sc} sú faktory kvality pre anelastický útlm a rozptyl. I_D je integrál energie priamej vlny ohraničenej časmi t_1 a t_2 :

$$I_D = \int_{t_2}^{t_1} A_D^2(t) dt \quad (2.13)$$

kde A_D je amplitúda rýchlosti posunutia priamej vlny.



Obrázok 9: Pokles amplitúd cody (resp. ich logaritmu) s časom pre rôzne kombinácie Q_i a Q_{sc} vypočítané z rovníc pre 3D model energetického toku pre frekvenciu 6 Hz.

Z rovníc 2.11 a 2.12 je možné si všimnúť, že člen obsahujúci útlm v dôsledku rozptylu je pod odmocninou a v podobe odčítavania od jednej : $\sqrt{1 - e^{-\omega t/Q_{sc}}}$. Naproti tomu člen s Q_i je s mocninou rovnú jednej. Z toho vyplýva, že rozptyl sa výraznejšie prejaví až pri javoch, kde coda začína na neskorších časoch, tj. pri väčších hypocentrálnych vzdialenostiach (vplyv času priechodu priamej vlny t_d). Anelastický útlm je dominantný pri krátkych hypocentrálnych vzdialenostiach (*Obrázok 9*). Tento fakt súvisí okrem iného aj s veľkosťou zdrojového elipsoidu cody.

Kým anelastický útlm sa deje v akokoľvek objemnom médiu, k rozptylu potrebujeme mať v zdrojovom elipsoide cody dostatok priestoru pre umiestnenie dostatočného množstva nehomogenít. Pre frekvenciu 1.5 Hz a rýchlosť S – vln 3,6 km/s má nehomogenita, ktorá rozptýli vlnu rozmer jednej zo strán aspoň 2.4 km (rozmer nehomogenít musí zodpovedať vlnovej dĺžke vlnenia). Pri blízkyh zemetraseniach sú objemy zdrojových elipsoidov príliš malé na to, aby obsahovali dostatočné množstvo takýchto nehomogenít, čo by sa prejavilo na code (Sato a Fehler, 1998).

Zjednodušene by sa dalo povedať, že pre javy s krátkymi epicentrálnymi vzdialenosťami platí, že anelastický útlm určuje mieru poklesu amplitúd cody a rozptyl, pokiaľ sa prejaví, tak zmenou absolútnych hodnôt amplitúd cody.

Model energetického toku veľmi dobre korešponduje s numerickými modelmi cody počítanými metódou konečných elementov autorov modelu, ako aj s numerickými simuláciami cody počítaných Hoshibom (1993).

2.5. Hybridné riešenie pre difúzny model a model jednoduchého spätného rozptylu – Zengovo riešenie

Zeng (1991) zaviedol rovnicu pre distribúciu energie vln cody v priestore a čase a jej analytické riešenie:

$$E(r, t) \cong E_0 e^{-\eta vt} \left[\delta \frac{(t - r/v)}{4\pi v r^2} + \eta_{sc} \frac{H(t - r/v)}{4\pi r v t} \ln \left(\frac{1 + r/v t}{1 - r/v t} \right) \right] + c H(t - r/v) \left(\frac{3\eta_{sc}}{4\pi v t} \right)^{3/2} e^{-3\eta_{sc} r^2 / 4vt - \eta_l vt} \quad (2.14)$$

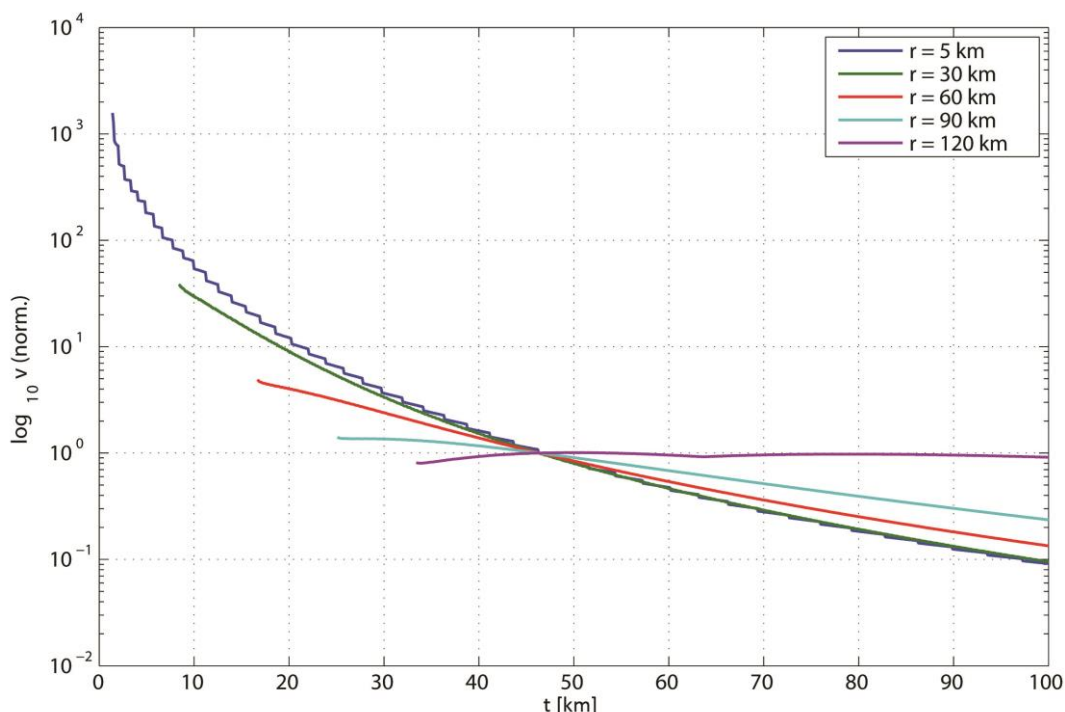
kde

$$c = E_0 \frac{[1 - (1 + \eta_{SC} vt) e^{-\eta_{SC} vt}]}{4/\sqrt{\pi} \int_0^{\frac{1}{2}\sqrt{\eta_{SC} vt}} e^{-\alpha} \alpha^2 d\alpha}, \quad \alpha = \frac{vt}{r} \quad (2.15)$$

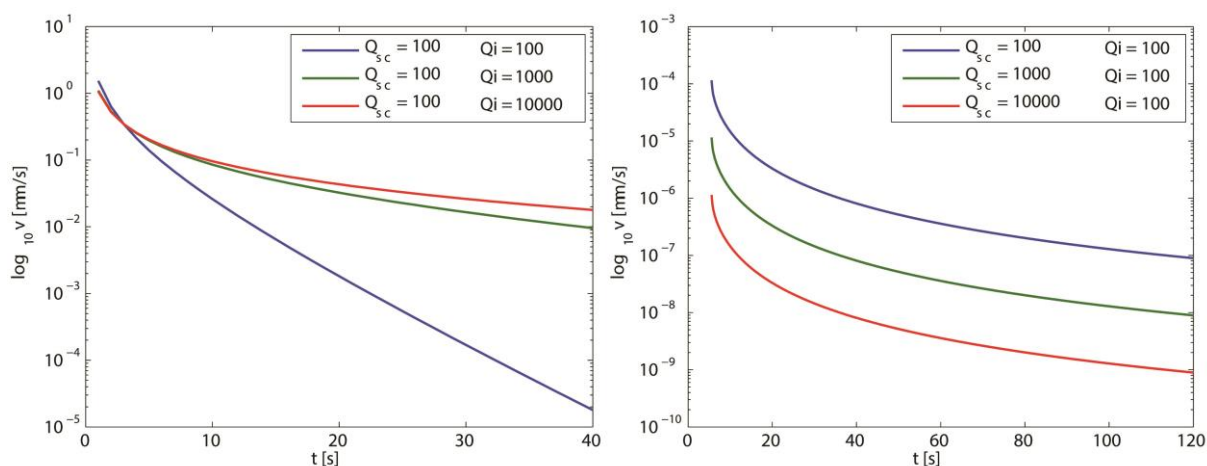
kde H je Heavysideova funkcia, v je rýchlosť šírenia S-vln, r je epicentrálna vzdialenosť, E_0 je energia v čase $t=0$ a $\eta_{SC} = 2\pi f/vQ_{SC}$ a $\eta_I = 2\pi f/vQ_I$ sú koeficienty útlmu pre rozptyl a anelastický útlm a η je celkový útlm, súčet η_{SC} a η_I .

Zengova rovnica, podobne ako rovnice Claytona a Wenerberga (2.11 a 2.12) ukazuje, že vplyv rozptylu sa prejaví len na javoch s hypocentrálnou vzdialenosťou niekoľko desiatok kilometrov (podľa veľkosti zemetrasenia sa toto číslo mení, ale rádovo ide o 50 km a viac (Obrázok 10)). V bližších vzdialenostiach má dominantný vplyv na tvar cody anelastický útlm (Obrázok 11).

Zengova rovnica dobre korešponduje v numerických simuláciách cody od Hoshibu (1993), pri zanedbaní rozptylu zase s modelom jednoduchého spätného rozptylu a pri zanedbaní anelastického útlmu aj s modelom difúzie.



Obrázok 10: Syntetické obálky cody vypočítané pomocou Zengovej rovnice (2.14) pre dominantný rozptyl nad anelastickým útlmom: $Q_I = 1500$, $Q_{SC} = 50$. Jednotlivé línie predstavujú obálky cody pre rôzne hypocentrálne vzdialenosti. Je možné vidieť, že coda javu vo vzdialenosti 120 km predstavuje codu tak, ako ju predpovedá difúzny model – difúzny model je extrémnym prípadom Zengovej rovnice (2.14) pre prostredie s dominantným rozptylom. Na kratších vzdialenostiach sa rozptyl neprejavuje tak výrazne, alebo vôbec.



Obrázok 11: Pokles amplitúd cody (resp. ich logaritmu) pre konštantné Q_i (vpravo) a konštantné Q_{sc} (vľavo) vypočítaný zo Zengovej rovnice (2.14) pre frekvenciu 6 Hz.

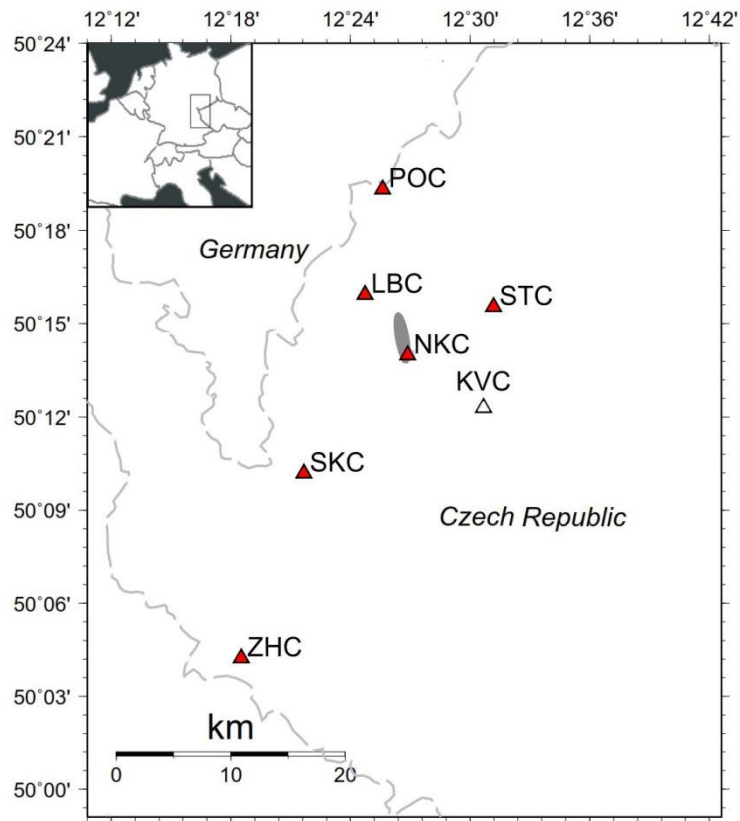
Pomocou metód založených na modeloch násobných odrazov je možné určiť vzájomné vzťahy (pomery) medzi Q_i a Q_{sc} , resp. η_I a η_{sc} pomocou zadefinovania dvoch veličín (Wu et al., 1985):

$$Le^{-1} = \eta_{sc} + \eta_I \quad B_0 = \frac{\eta_{sc}}{\eta_{sc} + \eta_I} \quad (2.16)$$

Prvá veličina je celkový koeficient útlmu, druhá sa nazýva seizmické albedo a nabera hodnoty od 0 od 1. Pri hodnotách menších ako 0,5 je dominantný vplyv anelastického útlmu, pri hodnotách vyšších ako 0,5 je dominantný rozptyl.

3. Dáta

K analýze seizmickej cody západočeských zemetrasení boli použité záznamy zemetrasení z obdobia seizmického roja z druhej polovice roku 2011. Konkrétne ide o 30 zemetrasení z obdobia 24. Augusta 2011 až 31. Decembra 2011 zachytávaných na siedmich staniciach (mapa na Obrázku 12): Nový Kostel (NKC), Počátky (POC), Luby (LBC), Studenec (STC), Skalná (SKC), Zelená Hora (ZHC) a Květná (KVC). Nie každý jav bol zachytený na všetkých staniciach, preto konečný počet záznamov použitých v analýze je 177. Zoznamy javov s podrobnými informáciami ako aj zaznamenanie javov na daných staniciach sú uvedené v Tabuľke 1 a 2.



Obrázok 12: Schematická mapa oblasti západných Čiech. Zobrazené stanice boli použité k analýze Q_c a MLTWA, červenou označené stanice k analýze na základe modelu energetického toku. Šedý ovál označuje polohu epicentier zemetrasení.

Vybrané boli relatívne silné javy v rozmedzí magnitúd od 1,8 do 3,5. Ich coda je preto v študovaných časoch dostatočne silná oproti šumu a nebolo treba triediť záznamy na základe kritéria pomeru S/N. Všetky javy sa nachádzali v ohniskovej oblasti pod Novým Kostelom v priemernej hĺbke 9 km.

Pri výbere javov bolo dôležité, aby záznam nebol narušený iným zemetrasením. Tento problém bol pri výbere javov bežný, keďže v období seizmického roja sa evidujú tisíce javov denne.

Záznamy zemetrasení boli vystrihované z kontinuálnych dát vo formáte GSE2. Začiatok takto vystrihnutého úseku je v čase vzniku javu a koniec minútu po začiatku. Vzhľadom k postupnému vypracovávaniu analýzy sa menila aj procedúra prvotnej úpravy „surových“ výrezov z dát. 61 javov z augusta 2011 je zachytených len vo vertikálnej zložke, zvyšných 116 (ďalej použitých k zložitejším analýzám) je zachytených vo všetkých troch

zložkách. Prvých 61 záznamov je prevzorkovaných (s antialiasovým filtrom) na vzorkovaciu frekvenciu 62,5 Hz a filtrovaných trojnásobným butterworthovým filtrom s hraničnými frekvenciami 1 Hz a 31,25 Hz. 116 záznamov zo zvyšnej časti roka je filtrovaných rovnako, ale nie sú prevzorkované, majú pôvodnú vzorkovaciu frekvenciu 250 Hz.

Každý vystrihnutý záznam sa po vystrihnutí uložil vo formáte .mat. Okrem časovej rady zemetrasenia obsahuje doplnkové informácie: čas a súradnice vzniku, magnitúdo, čas príchodu S vlny na danú stanicu.

| <i>ID</i> | <i>Dátum</i> | <i>Čas</i> | <i>Mag</i> |
|-----------|--------------|----------------|------------|
| 'A837A' | '11-08-24' | '12:01:06.770' | '3.0' |
| 'A1516A' | '11-08-24' | '17:21:06.539' | '1.9' |
| 'A1907B' | '11-08-25' | '07:12:47.551' | '2.0' |
| 'A1992A' | '11-08-25' | '09:26:20.770' | '2.7' |
| 'A2229A' | '11-08-25' | '15:50:48.449' | '2.1' |
| 'A1477A' | '11-08-26' | '06:54:06.240' | '3.1' |
| 'A2731A' | '11-08-26' | '08:26:07.699' | '2.2' |
| 'A2652A' | '11-08-26' | '15:27:25.211' | '3.0' |
| 'A2664A' | '11-08-26' | '22:22:15.170' | '1.9' |
| 'A5813A' | '11-09-01' | '06:04:30.990' | '2.5' |
| 'A5815A' | '11-09-02' | '04:46:03.980' | '2.5' |
| 'A6561A' | '11-09-02' | '20:29:07.131' | '1.9' |
| 'A6587A' | '11-09-02' | '21:00:24.689' | '2.7' |
| 'A6608A' | '11-09-02' | '21:25:19.580' | '2.3' |
| 'A6502A' | '11-09-02' | '23:36:01.539' | '3.0' |
| 'A6639A' | '11-09-03' | '08:28:55.551' | '2.2' |
| 'A6692A' | '11-09-03' | '09:28:12.830' | '1.9' |
| 'A8522A' | '11-09-03' | '11:47:32.270' | '2.0' |
| 'A6806A' | '11-09-04' | '14:09:43.279' | '2.1' |
| 'A6810A' | '11-09-04' | '14:13:41.359' | '2.3' |
| 'A7066A' | '11-09-05' | '00:58:45.301' | '1.9' |
| 'A8881A' | '11-09-05' | '16:42:42.109' | '2.7' |
| 'A9032A' | '11-09-06' | '02:17:38.449' | '2.1' |
| 'A9049A' | '11-09-06' | '03:04:30.240' | '2.2' |
| 'A9127A' | '11-09-06' | '07:28:32.539' | '2.1' |
| 'A11012A' | '11-10-27' | '20:02:50.949' | '1.9' |
| 'A11320A' | '11-11-30' | '11:35:17.410' | '2.6' |
| 'A11455A' | '11-12-15' | '13:57:18.180' | '2.2' |
| 'A11474A' | '11-12-16' | '15:24:36.000' | '2.0' |
| 'A11534A' | '11-12-16' | '21:11:17.170' | '1.9' |

Tabuľka 1: Zoznam zemetrasení použitých k analýze, dátum a čas ich vzniku a lokálne magnitúdo. Javy pod čiarou sú použité k zložitejším analýzám, sú zaznamenané s vzorkovacou frekvenciou 250 Hz a v troch zložkách.

| ID | KVC | LBC | NKC | POC | SKC | STC | ZHC |
|---------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| A837A | x | x | x | x | x | x | x |
| A1516A | x | x | x | x | x | x | x |
| A1907B | x | x | x | x | x | x | x |
| A1992A | x | x | x | x | x | x | x |
| A2229A | x | x | x | x | x | x | x |
| A1477A | x | x | x | x | x | | x |
| A2731A | x | x | x | x | x | x | x |
| A2652A | x | x | x | x | x | x | x |
| A2664A | x | | x | x | x | x | x |
| A5813A | | x | | x | x | x | x |
| A5815A | x | x | x | x | x | x | x |
| A6502A | | x | | x | x | x | x |
| A6511A | x | x | x | x | x | x | x |
| A6561A | | x | | x | x | x | x |
| A6587A | | x | | x | x | x | x |
| A6608A | | | | x | x | x | x |
| A6639A | x | x | x | x | x | x | x |
| A6692A | x | x | x | x | | x | x |
| A6810A | x | x | | x | x | x | x |
| A7066A | | x | | x | x | | x |
| A8522A | x | x | x | x | x | x | x |
| A8881A | x | x | x | x | x | | x |
| A9032A | | x | | x | | | x |
| A9049A | | x | | x | | | x |
| A9127A | | x | | x | x | | x |
| A11012A | x | x | x | x | | x | |
| A11320A | x | x | x | x | | x | x |
| A11455A | x | x | x | x | x | x | x |
| A11474A | x | x | x | x | x | x | x |
| A11534A | x | x | x | x | x | x | x |

Tabuľka 2: Zachytenie jednotlivých javov na jednotlivých staniciach. Javy pod čiarou sú použité k zložitejším analýzám, sú zaznamenané s vzorkovacou frekvenciou 250 Hz a v troch zložkách.

4. Metódy spracovania dát

V tejto kapitole sú zhrnuté existujúce metódy spracovania cody. V prípade, že bola daná metóda použitá, tak je popísaný postup jej použitia v rámci DP. Spracovanie dát prebiehalo v programovom prostredí MATLAB od spoločnosti MathWorks. Nakoľko ide o prvú podobnú štúdiu pre oblasť Západných Čiech, všetky funkcie (od triedenia katalógov

po jednotlivé modelovania syntetických kriviek) som si písal sám. Výnimkou bola len funkcia k načítaniu dát vo formáte GSE2 CM6, ktorú som mal k dispozícii z predošlej bakalárskej práce. K vykresleniu grafov a iných obrázkov som okrem MATLAB-u použil program Grapher spoločnosti Golden Software.

Metódy spracovania závisia na použitom modeli prostredia a na veličine, ktorú chceme analýzou zistiť. Pre všetky metódy je však spoločný základný postup, a to, že všetky analýzy sa aplikujú na dáta filtrované na rôznych frekvenčných pásiem. Výsledky tak vyjadrujú závislosť hľadaných veličín na frekvencii. Frekvenčné pásma s centrálnymi frekvenciami použitými v tejto práci sú uvedené v *Tabuľke 3*.

| f_c [Hz] | Limits [Hz] | |
|------------|-------------|----|
| 1,5 | 1 | 2 |
| 3 | 2 | 4 |
| 6 | 4 | 6 |
| 9 | 6 | 12 |
| 12 | 8 | 16 |
| 18 | 12 | 24 |

Tabuľka 3: Centrálné frekvencie a hranice frekvenčných pásiem k nim prislúchajúcim.

4.1. Analýza Q_c

Zisťovanie faktoru kvality cody Q_c zo seizmogramu je najstaršou metódou aplikovanou na dáta zo zemetrasení. Zaviedli ju Aki a Chouet (1975). Je založená na modeli jednoduchého spätného rozptylu. Vychádza sa z rovnice 2.07, ktorú je možné logaritmoviť a ďalej upraviť:

$$\ln(A(\omega, t)t^m) = \ln(S(\omega)) - \left(\frac{\omega}{2Q_c}\right)t. \quad (4.01)$$

Pre objemové vlny ($m = 1$) a $\omega = 2\pi f$ dostávame rovnicu lineárnej regresie

$$\ln(A(\omega, t)t) = C - \left(\frac{\pi f}{Q_c}\right)t, \quad (4.02)$$

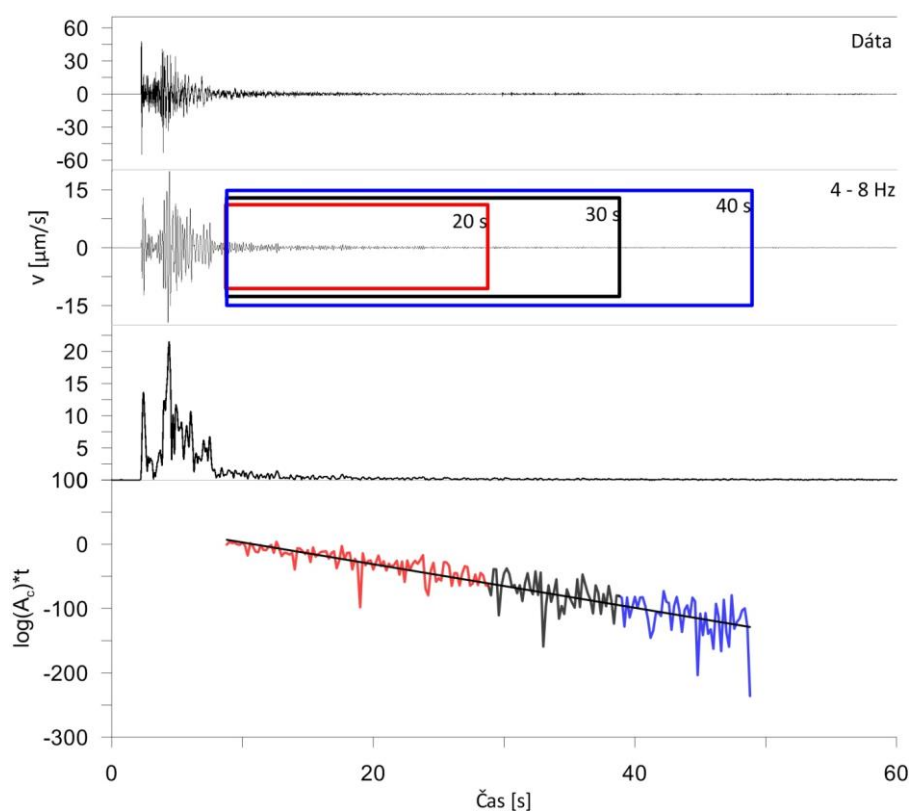
kde logaritmus amplitúdy vynásobíme časom a takto upravenými dátami preložíme priamku. Zo smernice priamky určíme Q_c .

Pre túto metódu je zásadnou otázkou voľba začiatku a následne dĺžky časových okien, pre ktorá sa Q_c počíta.

Rautian a Khalturin (1978) určili čas začiatku časového okna ako dvojnásobok času príchodu S – vlny. Pri takto zvolenom začiatku časového okna je pokles amplitúd coda v seizmograme už monotónny a coda týchto časoch nie je ovplyvnená priamou vlnou a jej reverbáciami.

Voľba konca skúmaného časového okna závisí na tom, aký objem prostredia chceme skúmať (rozmary elipsoidu). Bežne sa požívajú časové okná o dĺžke 10, 20, 30, 40 sekúnd. Je možné okno ukončiť aj iným spôsobom, napríklad zadaním hranice pomeru signál/šum.

V našom prípade požívame okná o dĺžke 20, 30 a 40 sekúnd. Je potrebné brať zreteľ na fakt, že pre každú kombináciu stanica – jav predstavuje dané časové okno jedinečný objem zdrojového elipsoidu, a teda predovšetkým jedinečný hĺbkový dosah. Obálky amplitúd získame z okamžitej amplitúdy hilbertovej transformácie signálu. Jednotlivé kroky analýzy sú zobrazené na *Obrázku 13*.



Obrázok 13: Postup spracovania dát javu A5813A pre analýzu Q_c . Vertikálnu zložku seizmogramu (hore) filtrujeme trojnásobným butterworthovým filtrom podľa frekvencií z tabuľky 99 (druhý graf zhora). Z filtrovaných dát pomocou hilbertovej transformácie (okamžitej amplitúdy – tretí graf zhora) získame obálku

amplitúd. Vymedzíme tri okná o dĺžke 20, 30 a 40 sekúnd (druhý graf zhora, spodný graf) a lineárnou regresiou preložíme priamku.

Výsledkom analýzy je hodnota Q_c pre každú centrálnu frekvenciu a každú dĺžku časového okna. Frekvenčná závislosť Q_c pre jednotlivé časové okná sa dá vyjadriť vzťahom:

$$Q_c = Q_0 f^n, \quad (4.03)$$

kde Q_0 je hodnota faktoru kvality na referenčnej hodnote 1 Hz, f je frekvencia a n je faktor vyjadrujúci súvisiaci s homogénnosťou prostredia. Pre homogénne prostredie je približne 1 a s nehomogénnosťou klesá (Aki a Chouet, 1975).

4.2. Analýza Q_i a Q_{sc} - MLTWA (multiple lapse time window analysis)

Metóda MLTWA je založená na vzťahoch odvodených Zengom (1991). Pomocou analytického riešenia jeho rovnice pre distribúciu energie vln cody v priestore a čase (2.14) sa namodelujú syntetické krivky energie cody závislé na Q_i a Q_{sc} , ktoré sa pomocou špeciálnej metodiky porovnávajú s reálnymi dátami. Pre MLTWA potrebujeme záznamy všetkých troch zložiek zemetrasení.

Prvým krokom metódy je už štandardne filtrácia zložiek seizmogramu trojnásobným butterworthovým filtrom podľa frekvencií z *Tabuľky 3*. Takto filtrované dáta umocníme druhou mocninou a jednotlivé zložky sčítame. Výsledná suma zodpovedá energii vln na seizmograme v danom frekvenčnom pásme.

Takto získané krivky pre rôzne kombinácie jav – stanica budeme porovnávať so syntetickými dátami. Preto je potrebné všetky krivky normalizovať, aby bolo toto vzájomné porovnávanie možné. Normalizácia je relatívne jednoduchá vďaka vlastnostiam cody v neskorších časoch. Ako bolo povedané, zdrojová oblasť vln cody pre dlhé časové okná je pre javy a stanice nachádzajúce sa v jednej oblasti prakticky totožná. Preto tvar cody seizmogramu je na neskorších časoch rovnaký, líši sa iba v absolútnych hodnotách amplitúd, ktoré sú dané zosilnením stanice a veľkosťou zemetrasenia. Celý seizmogram je preto možné normalizovať strednou hodnotou cody v neskoršom čase od vzniku zemetrasenia – v referenčnom čase. Výsledkom budú seizmogramy, kde si coda na kratších časoch zachová

svoj jedinečný tvar, ale amplitúdy sa budú môcť porovnávať navzájom – odstránime vplyv zosilnenia stanice a veľkosti javu.

Pre túto analýzu bolo použité okno o referenčnom čase 45 sekúnd +/- 5 sekúnd pre každé frekvenčné pásmo, z ktorého bola vypočítaná priemerná hodnota energie. Tou sa výsledná suma energií vydělila. Matematicky zapísané:

$$E^{obs}(r, t) = \sum_{i=1}^3 A_i(t)^2, \quad (4.04)$$

$$E_{norm}^{obs} = \frac{E^{obs}(r, t)}{E^{obs}(r, t_{ref})}, \quad (4.05)$$

kde *obs* značí pozorované (observed), *ref* značí referenčné, *norm* normalizované. Tento krok urobíme pre všetky seizmogramy (kombinácie jav – stanica). V našom prípade sme dostali 116 kriviek pre jedno frekvenčné pásmo. Odlišnosti medzi krivkami sú dané hypocentrálnou vzdialenosťou *r*.

Príklad postupu spracovania nameraných dát pre jav A5813A (lokálne magnitúdo 2,5) zachytáva *Obrázok 14*.

V druhom kroku MLTWA vytvoríme pre každé *r* syntetickú krivku energií zo Zengovej rovnice (2.14). Tvar a amplitúdy krivky budú závisieť na známom *r* a neznámom Q_i a Q_{sc} .

Každú krivku pomocou vyššie popísaného postupu normalizujeme:

$$E_{norm}^{syn} = \frac{E^{syn}(r, t)}{E^{syn}(r, t_{ref})}, \quad (4.06)$$

kde *syn* značí syntetická a *upr* upravená.

Teoreticky by sme mohli pre rôzne kombinácie Q_i a Q_{sc} vytvárať krivky a porovnávať ich na základe nejakej normy s reálnymi dátami. Ustálil sa však efektívnejší a stabilnejší spôsob. Syntetické a pozorované krivky sa rozdelia do troch časových okien, ktoré sa zintegrujú. Výsledky integrácií reálnych dát sa ako tri body vynesú do grafu, kde na osy *x* je epicentrálna vzdialenosť *r* a na osy *y* integrál energií v danom časovom okne (upravený na geometrické rozširovanie – vynásobený $4\pi r^2$). Pre veľké množstvo javov na rôznych

epicentrálnych vzdialenostiach pri správnom postupe získame bodový graf so zreteľnými tromi líniami na ktorých body ležia.

Tento postup urobíme aj so syntetickými krivkami, kde spočítame integrály časových okien pre rôzne r tak, aby sme získali tri kontinuálne krivky (*Obrázok 15 a 16*). Vo výsledku hľadáme takú kombináciu Q_i a Q_{sc} , aby tri syntetické krivky prechádzali čo najlepšie bodmi získanými z reálnych dát.

Tri časové okná, v ktorých budeme integrovať, si môžeme zvoliť ako sa hodí k dátam. Prvé okno začína príchodom S-vlny a malo by zahŕňať jej energiu a energiu jej reverbácií. Druhé a tretie okno by malo zahŕňať codu. Fehler et al. (1991) použil okná o dĺžke 15, 15 a 100 sekúnd, Bianco et al. (2002) 12, 12 a 12 sekúnd, Mayeda (1994) 15, 15 a 15 sekúnd. V tejto analýze boli vzhľadom na dĺžku trvania cody zvolené okná dlhé 12 sekúnd. Vyjadrené vzorcami pre reálne dáta:

$$e_1^{obs}(r) = 4\pi r^2 \int_{t=1s}^{t=12s} E_{norm}^{obs}(r, t) dt, \quad (4.07)$$

$$e_2^{obs}(r) = 4\pi r^2 \int_{t=13s}^{t=24s} E_{norm}^{obs}(r, t) dt, \quad (4.08)$$

$$e_3^{obs}(r) = 4\pi r^2 \int_{t=25s}^{t=36s} E_{norm}^{obs}(r, t) dt, \quad (4.09)$$

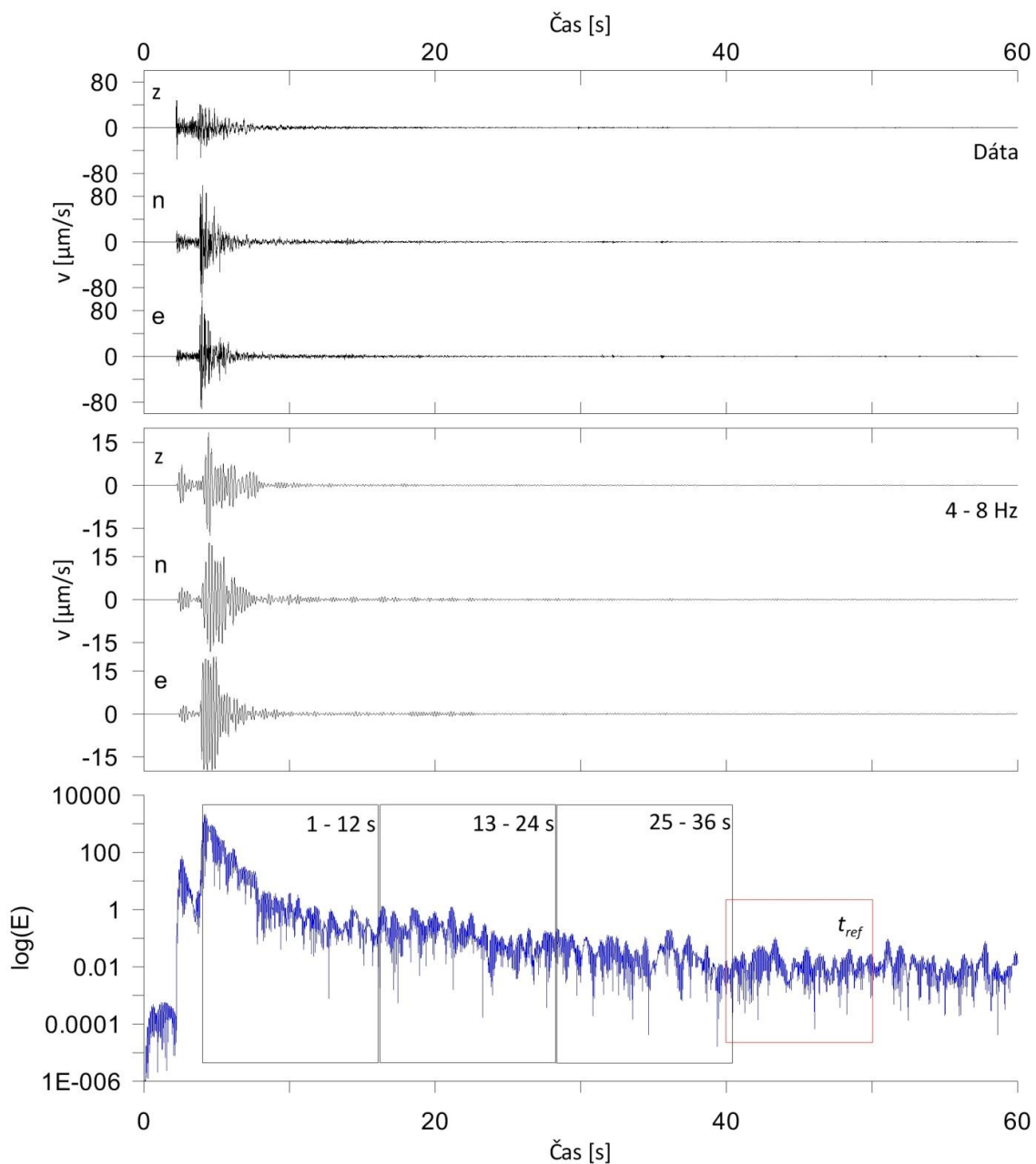
a pre syntetické:

$$e_1^{syn}(r) = 4\pi r^2 \int_{t=1s}^{t=12s} E_{norm}^{syn}(r, t) dt, \quad (4.10)$$

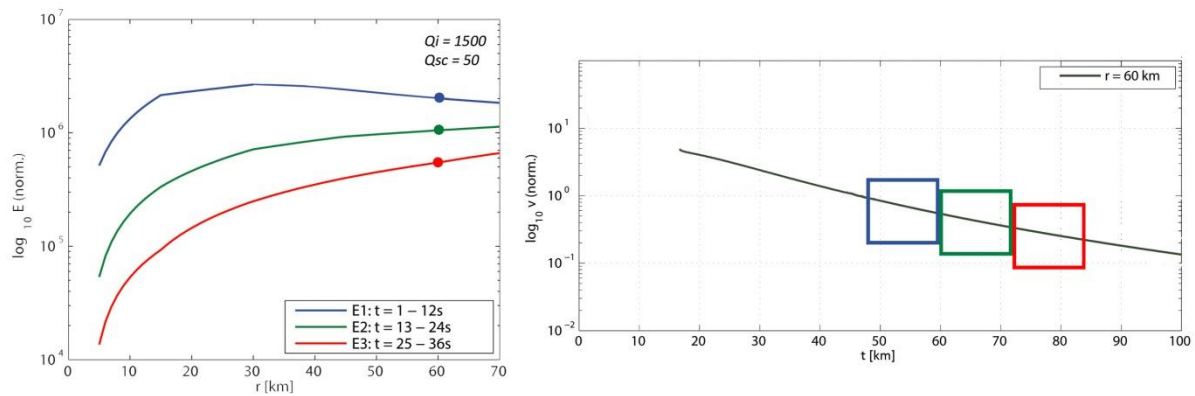
$$e_2^{syn}(r) = 4\pi r^2 \int_{t=13s}^{t=24s} E_{norm}^{syn}(r, t) dt, \quad (4.11)$$

$$e_3^{syn}(r) = 4\pi r^2 \int_{t=25s}^{t=36s} E_{norm}^{syn}(r, t) dt, \quad (4.12)$$

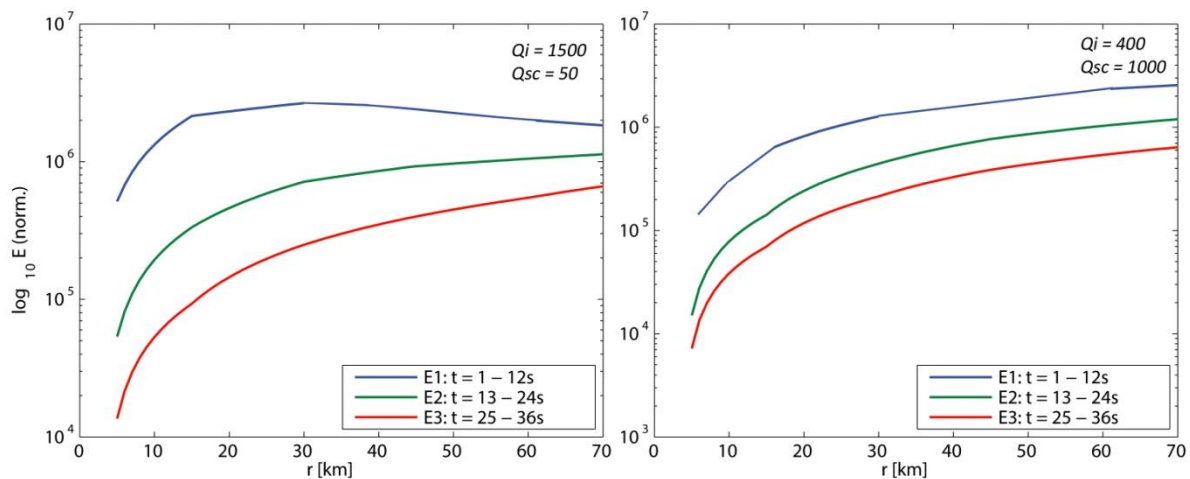
Mieru toho, ako sa prekrývajú syntetické a pozorované dáta je možné stanoviť rôznou normou. V našom prípade bola použitá norma L1, keďže rozkmitanie dát (bodov integrálov jednotlivých okien) je v tejto metóde relatívne veľké.



Obrázok 14: Postup spracovania dát v MLTWA analýze. Horné tri seizmogramy predstavujú pôvodné dáta, druhé tri tieto dáta po filtrácii trojnásobným Butterworthovým filtrom s hraničnými frekvenciami 4 a 8 Hz. Posledný graf predstavuje sumu štvorcov filtrovaných seizmogramov. Sú na ňom naznačené okná, v ktorých sa integruje (čiernou) a okno, z ktorého sa počíta referenčná hodnota energie pre normalizáciu energie (červenou).



Obrázok 15: Tvorba grafu závislosti integrálov energií E1 až E3 na hypocentrálnej vzdialenosti. Najprv pomocou rovnice 2.14 namodelujeme syntetické krivky pre konštantné Q_i a Q_{sc} pre rôzne hypocentrálne vzdialenosti (na obrázku vpravo krivka pre $r = 60\text{km}$). Potom pomocou rovníc 4.10 až 4.12 spočítame integrály energií v troch časových oknách (obdĺžniky na obrázku vpravo) a nakoniec vynesieme výsledné hodnoty násobené geometrickým faktorom $4\pi r^2$ do grafu vľavo. Pri dostatočnom množstve hypocentrálnych vzdialeností dostaneme spojitú krivku.



Obrázok 16: Syntetické krivky integrálov energií pre rôzne kombinácie Q_i a Q_{sc} . Na obrázku vľavo dominuje rozptyl, na obrázku vpravo anelastický útlm.

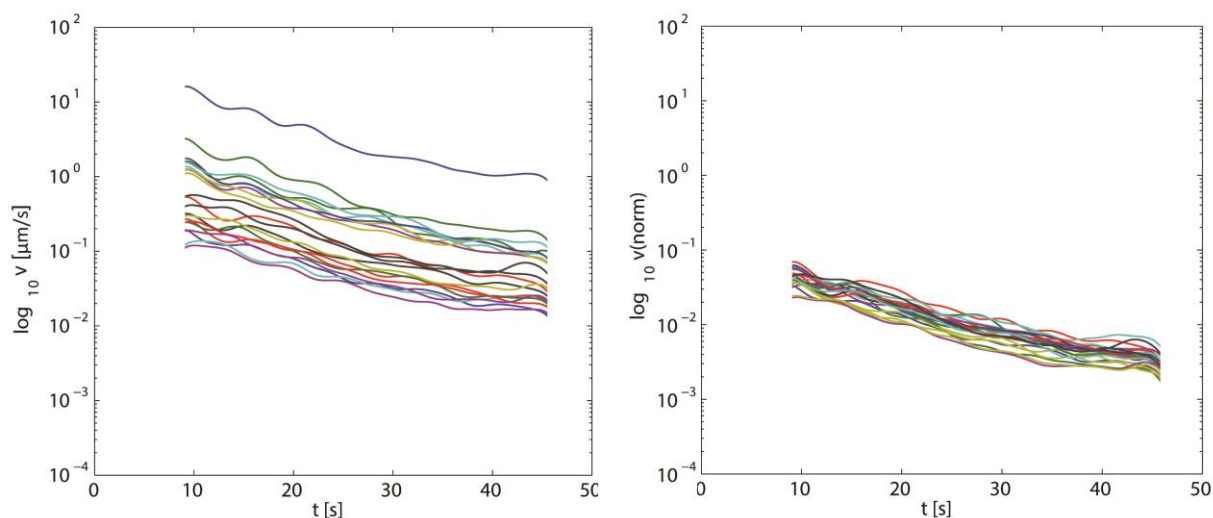
4.3. Analýza Q_i a Q_{sc} - Model energetického toku

Pomerné zastúpenie Q_i a Q_{sc} je možné analyzovať pomocou metódy založenej na modeli energetického toku (Frankel a Wennerberg, 1987). Princípom metódy je priame porovnávanie nameraných dát a syntetických dát. V analýze sa pracuje s amplitúdami seizmogramu, nie s energiami. K analýze som použil jednu horizontálnu zložku dát (lepšie zachytenie S-vlny ako pri vertikálnych zložkách).

V prvom kroku sa už štandardne filtrujú seizmogramy Butterworthovým filtrom tretieho rádu podľa frekvenčných pásem daných Tabuľkou 3. K výsledným filtrovaným

záznamom sa vytvoria pomocou okamžitej amplitúdy (absolútna hodnota hilbertovej transformácie) obálky dát.

V ďalšom kroku sa tieto dáta normalizujú. Predpokladáme, že syntetické dáta sú blízke dátam reálnym, potom je možné namerané dáta normalizovať prvým členom z rovnice 2.11 - $\sqrt{3I_D}$ (Jemberie a Langston, 2005), kde I_D je integrál energie priamej vlny (rovnica 2.13). Určenie hraníc tohoto integrálu je problematické. Za ideálnych podmienok by tento integrál mal takú hodnotu, že normalizácia uskutočnená podľa neho by jednotlivé obálky amplitúd z nameraných dát posunula na jednu úroveň. Priama vlna na seizmogramoch je však ovplyvnená rôznymi faktormi, predovšetkým vyžarovacou charakteristikou alebo stratou energie reverbáciami v prostredí. Preto ručné nastavenie integračných medzí a následné normovanie dát neprodukuje výsledky výrazne lepšie, než pôvodné nenormované dáta. Lepšieho výsledku som dosiahol použitím pevného štvorsekundového integračného okna. Normovanie dát v tomto prípade splnilo účel a znormovalo hodnoty na prijateľnú úroveň „rozkmitu“ (Obrázok 17).

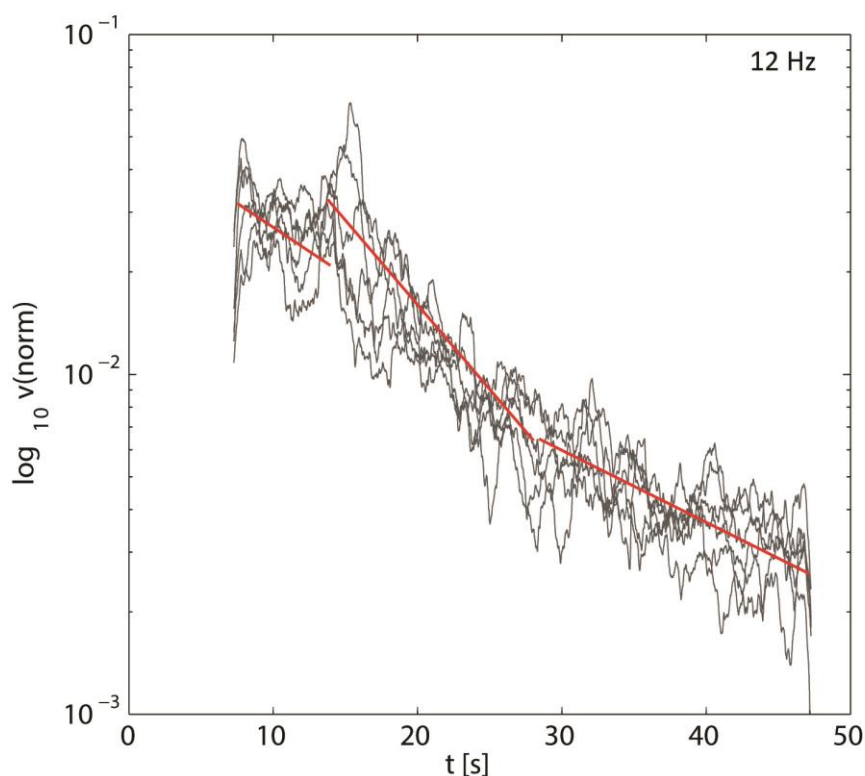


Obrázok 17: Výsledok normovania obálok amplitúd cody pomocou $\sqrt{3I_D}$ pre 21 javov na stanici POC, na frekvencii 3 Hz. Obálky sú pre lepšiu názornosť výrazne zhladené.

Miera zhody syntetických kriviek (daných parametrami Q_i a Q_{sc}) a reálnych dát sa dá určiť rôznymi spôsobmi, v tejto analýze som použil normu L1. Zhoda sa nepočíta na celej dĺžke seizmogramu, ale len na jeho code, resp. jej časti. Začiatok skúmaného okna cody som určil až v čase 20 sekúnd od dvojnásobku času S – vlny. Dĺžka samotného okna bola 20

sekúnd. Hodnoty Q_i a Q_{sc} aj v tomto prípade predstavujú priemerné hodnoty pre určitý zdrojový elipsoid cody.

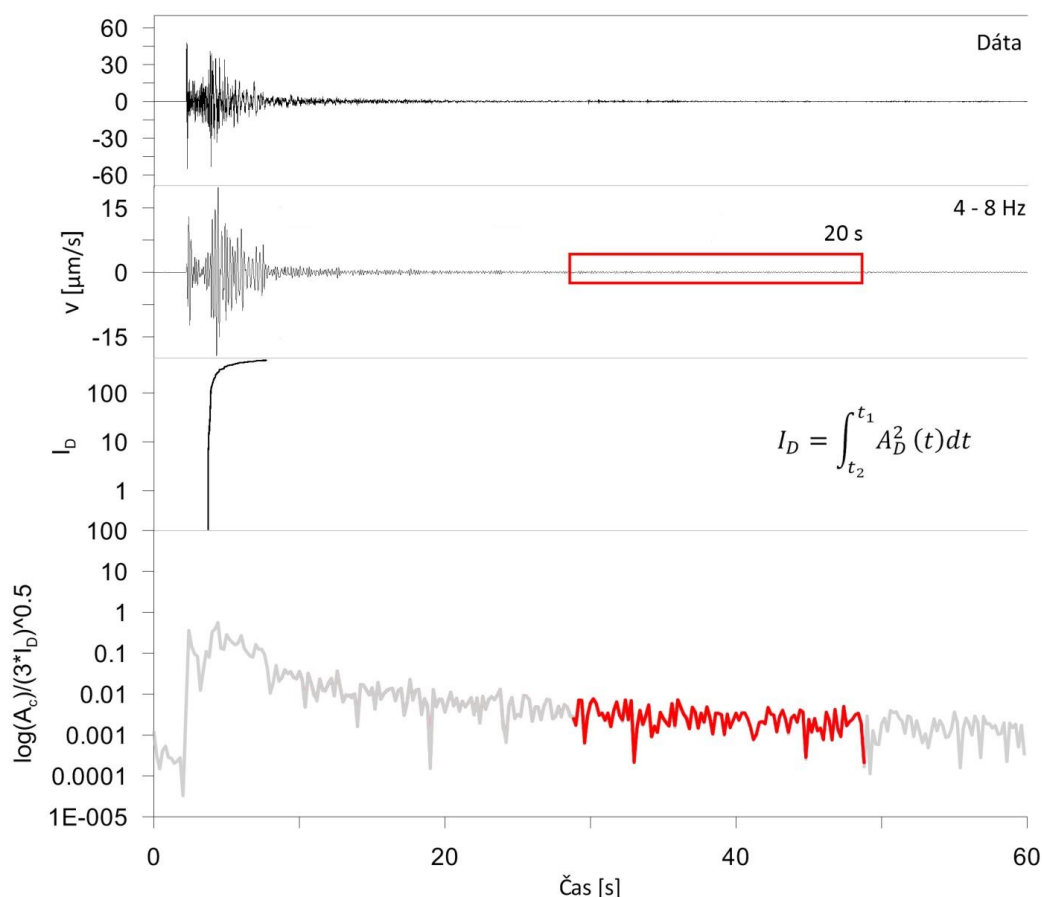
Dôvodom posunu začiatku časového okna až do takto neskorého času je odraz od Moho (Hrubcová et al., 2012) a jeho vplyv na codu (Obrázok 18). Na záznamoch vidíme zreteľne príchod odrazu a jeho skorú codu, ktorá značne „poškodzuje“ codu pôvodného javu (obrázok). Tento efekt je na niektorých staniciach výraznejší (NKC, LBC), na niektorých menej.



Obrázok 18: Coda „narušená“ zreteľným odrazom od MOHO na 15-tej sekunde. Čierne línie predstavujú jednotlivé normalizované seizmogramy (zo stanice POC) so začiatkom v dvojnásobku času príchodu S-vlny, červené línie (kreslené ručne) predstavujú zjednodušený priebeh cody. Je vidno že odraz od MOHO má aj vlastnú codu, ktorá rýchlo klesá a zaniká v pôvodnej code.

Celý postup úpravy seizmogramu k analýze (hľadaniu zhody so syntetickými krivkami) je zobrazený na Obrázku 19.

Dáta boli pred samotným porovnávaním vyhladené plávajúcim oknom o dĺžke jednej sekundy počítajúcim priemer s krokom 4 ms. Hľadanie vhodnej kombinácie Q_i , Q_{sc} pre tvorbu kriviek prebiehalo pomocou simplexovej metódy optimalizácie.



Obrázok 19: Postup spracovania dát k analýze metódou energetického toku. Horný graf zobrazuje pôvodné dáta. Druhý graf zhora predstavuje tieto dáta filtrované butterworthovým filtrom tretieho rádu vo frekvenčnom pásme 4 až 8 Hz. Obdĺžnik zachytávajú študované časové okno, pre ktoré sa analýza robí. Tretí graf predstavuje Integrál energie priamej vlny (dĺžka integrácie 4 sekundy) a spodný graf zobrazuje filtrované dáta normalizované hodnotou I_D so zvýraznenou čiarou v miestach, kde sa určuje jej zhoda so syntetickou krivkou.

4.4. Metódy normalizácie cody

Metódy normalizácie cody som v tejto práci priamo nepoužil, ale ich vzhľadom na ich význam a rozšírenosť by bolo nevhodné ich aspoň v krátkosti nespomenúť.

Metódy založené na normalizácii cody si na rozdiel od predošlých metód všímajú vzájomné veľkosti amplitúd posunutia. Zaviedol ich Aki (1980).

Základným teoretickým predpokladom týchto metód je rovnomerné rozloženie energie vln cody v objeme prostredia určeného dĺžkou časového okna. Tento predpoklad potvrdzuje fakt, že pokles cody na seizmogramy je pravidelný a nezávisí na vzdialenosti zdroj – stanica (Rautian a Khalturin, 1978; Aki a Chouet, 1975). Amplitúdy cody závisia na veľkosti zdroja a zosilnení staníc.

Tieto metódy sa používajú aj k určeniu iných veličín, než len útlmu.

4.4.1 Relatívne zosilnenie stanice

Keď je dĺžka časového okna dostatočne veľká, relatívne amplitúdy cody na dvoch stanicach j a k by mali byť rovnaké. Reálne sledujeme ich rozdielnosť, ktorá je daná zosilnením stanice určeným fyzikálnymi vlastnosťami jej okolia. Pri rovnakom zemetrasení i platí pre pomer zosilnenia staníc j a k :

$$\frac{N_j^S(f)}{N_k^S(f)} = \sqrt{\frac{\langle \dot{u}_{ij}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T}{\langle \dot{u}_{ik}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T}}, \quad (4.13)$$

kde $N_j^S(f)$ a $N_k^S(f)$ sú zosilnenia staníc j a k pre danú centrálnu frekvenciu, $\langle \dot{u}_{ij}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T$ a $\langle \dot{u}_{ik}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T$ sú kvadráty amplitúd cody v rámci ohraničeného časového okna T a centrálnej frekvencie.

Tsujiura (1978) zaznamenal, že frekvenčná závislosť zosilnenia stanice stanovená z cody je stabilnejšia ako tá určená z analýzy priamych. Zistil tiež, že faktor zosilnenia stanice stanovený z cody je podobný ako ten, ktorý bol dosiahnutý priemerovaním meraní z S-vĺn. Tento fakt mimo iné viedol k zisteniu, že vlny cody sú zložené predovšetkým z rozptýlených S-vĺn (Aki, 1980).

Rozdiely medzi zosilnením stanice zisteným z cody a analýzy S-vĺn sa vyskytujú v oblastiach so zložitou geologickou štruktúrou (napr. Bonilla et al., 1997). Tieto rozdiely môžu byť eliminované vhodnou voľbou referenčnej stanice, ale voľbou referenčnej stanice ako priemeru faktorov z viacerých staníc.

4.4.2. Relatívna veľkosť zdroja

Z cody je možné určovať relatívne veľkosti zdroja zemetrasenia (veľkosť ako množstvo vyžiarenej energie, nie ako priestorová veľkosť) a jeho frekvenčnú závislosť. Zdrojový mechanizmus cody nezávisí na vyžarovacej charakteristike zdroja, preto je coda dobrým obrazom veľkosti zdroja pre rôzne vyžarovacie charakteristiky. Platí vzťah:

$$\frac{W_i^S(f)}{W_k^S(f)} = \frac{\langle \dot{u}_{ij}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T}{\langle \dot{u}_{kj}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T}, \quad (4.14)$$

kde i a k sú zemetrasenia a j je stanica na ktorej sú zachytené. $W_i^S(f)$ a $W_k^S(f)$ sú veľkosti zdrojov na daných centrálnych frekvenciách, $\langle \dot{u}_{ij}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T$ a $\langle \dot{u}_{kj}^{S(Coda)}(t, f)^2 \rangle_T$ sú kvadráty amplitúd rýchlostí cody v uzavretom časovom okne pre danú centrálnu frekvenciu.

Biswas a Aki (1984) podrobne študovali dve zemetrasenia na Aljaške a na základe tohto štúdia vytvorili tabuľku závislostí amplitúd cody proti seizmickému momentu. Vďaka ich výskumu je možné rýchlo s relatívne dobrým výsledkom určiť veľkosť zemetrasenia len **ze** merania na jednej stanici.

4.4.3. Metóda jednej stanice pre meranie útlmu priamej vlny

Metóda navrhnutá Akim (1980) vďaka normalizácii amplitúdy priamej S-vlny amplitúdami cody zabezpečí korekciu na veľkosť zdroja a zosilnenie stanice. Je možné potom použiť dáta z mnohých zemetrasení k nájdeniu stabilného riešenia pre útlm. Amplitúda priamej S-vlny závisí:

$$\left| \dot{u}_{ij}^{S(Priama)}(f) \right| \propto \frac{1}{r_{ij}} \sqrt{W_i^S(f) N_j^S(f)} e^{-\pi f r_{ij} / Q_S v}, \quad (4.15)$$

kde $\dot{u}_{ij}^{S(Priama)}(f)$ je amplitúda rýchlosti posunutia priamej S-vlny pre zemetrasenie i zaznamenané na stanici j . r_{ij} je vzdialenosť od ohniska k stanici, v je rýchlosť S-vĺn, Q_S je faktor kvality pre priame S-vlny. $W_i^S(f)$ je veľkosť zdroja pre danú centrálnu frekvenciu i -teho zemetrasenia a $N_j^S(f)$ je zosilnenie stanice pre j -tu stanicu na danej centrálnej frekvencii.

Rovnicu 4.15 je možné upraviť do tvaru:

$$\ln \frac{r_{ij} \left| \dot{u}_{ij}^{S(Priama)}(t, f) \right|}{\sqrt{\langle \dot{u}_{ij}^{S(Coda)}(t, f) \rangle}} = - \left(\frac{\pi f}{Q_S v} \right) r_{ij} + C. \quad (4.16)$$

Lineárnou regresiou závislosti pravej strany rovnice 4.16 na r_{ij} dostaneme koeficienty regresie, z ktorých následne môžeme vypočítať útlm S-vlny na vzdialenosť pre stanicu j .

Rozdiely vo výsledku spôsobené rozdielnou vyžarovacou charakteristikou zdroja eliminujeme analýzou a priemerovaním viacerých zemetrasení na tej istej stanici. Yoshimoto et al. (1993) túto metódu rozšírili o stanovenie Q_p .

5. Výsledky

5.1. Určenie Q_c

Hodnoty faktoru kvality počítaného z cody úzko súvisia s použitou dĺžkou okna, pre ktoré sa Q_c počíta. Ako bolo popísané v predošlých kapitolách, dĺžka okna vyčleňuje elipsoid s ohniskami v zdroji zemetrasenia a v stanici, v ktorom sa generujú vlny cody v tomto časovom okne na seizmograme zachytené. Pre oblasť Západných Čiech sú epicentrálne vzdialenosťami v porovnaní s vypočítanými rozmermi elipsoidov malé, preto sa tieto elipsoidy dajú chápať ako gule so stredom v strede medzi stanicou a zdrojom zemetrasenia (samozrejme, orezané o objem nad povrchom).

Tabuľka 4 obsahuje údaje o hĺbkovom dosahu elipsoidov pre jednotlivé stanice a časové okná. Je možné vidieť, že stanica NKC s najmenšou epicentrálnou vzdialenosťou má najmenší hĺbkový dosah elipsoidu (a aj objem), naopak, stanica ZHC s najväčšou epicentrálnou vzdialenosťou má najväčší hĺbkový dosah.

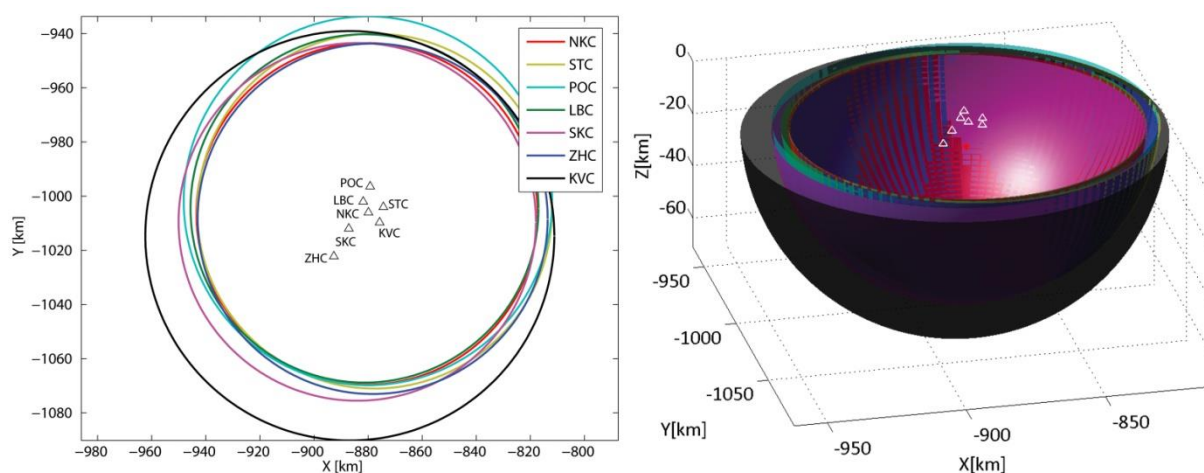
| Stanica | r | 20 s | 30 s | 40 s |
|---------|---------|---------|---------|----------|
| NKC | 9,1 km | 53,9 km | 72 km | 90 km |
| LBC | 10,3 km | 55,1 km | 73,1 km | 91,2 km |
| KVC | 10,7 km | 55,4 km | 73,5 km | 91,5 km |
| STC | 11,5 km | 56,2 km | 74,3 km | 92,3 km |
| SKC | 12 km | 56,7 km | 74,8 km | 92,8 km |
| POC | 14 km | 58,5 km | 76,7 km | 94,7 km |
| ZHC | 21,2 km | 65,2 km | 83,5 km | 101,6 km |

Tabuľka 4: Hĺbkové dosahy zdrojových elipsoidov vln cody pre použité dĺžky časového okna 20, 30 a 40 sekúnd. r je vzdialenosť zdroj – stanica, kde zdroj je situovaný v ohniskovej zóne Nového Kostela v hĺbke 9 km.

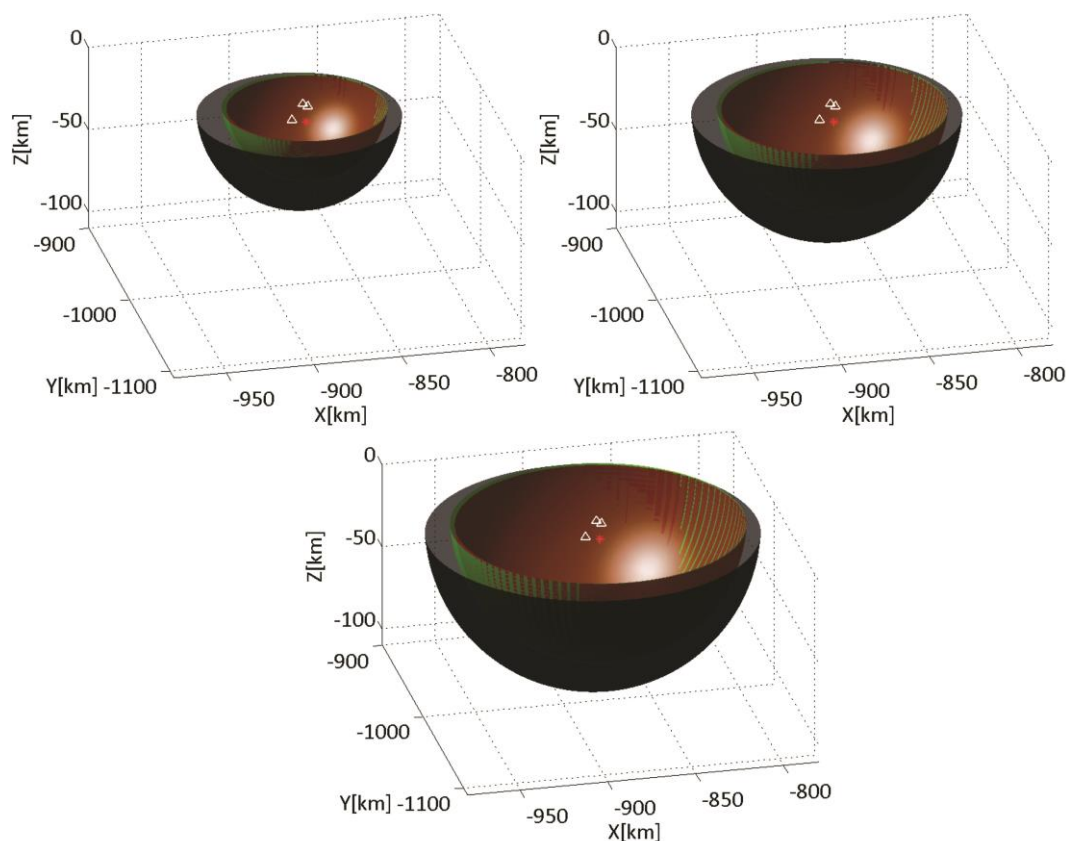
Hĺbkové dosahy sa pohybujú v rozmedzí od približne 53 km do 101 km. Tieto údaje je potrebné brať s rezervou, nakoľko sa nejedná o homogénne prostredie s jednou strednou rýchlosťou šírenia $S - v_{ln}$ (3,6 km/s), ale o prostredie vrstevnaté a s rozličným horninovým a realogickým zložením. Vlny cody tiež berieme ako nezakrivené. V hĺbke od 28 do 32 km sa nachádza Mohorovičičova zóna diskontinuity, ktorá tvorí v tomto prípade najvýraznejšie rozhranie (Hrubcová, 2012). Obecné platí, že Q ako faktor kvality rastie s hĺbkou (resp. klesá s približovaním sa k povrchu – heterogénnejšie prostredie). Preto je logické predpokladať, že aj výsledná hodnota Q_c bude smerom do hĺbky (tj. s narastajúcim objemom elipsy a následne teda aj s rastúcou dĺžkou časového okna) rásť.

Pri niektorých interpretáciách výsledkov je často lepšie nebrať hodnoty hĺbkových dosahov možno vôbec v úvahu a brať ohľad len na poradie hĺbkových dosahov jednotlivých staníc.

Pri pohľade na rozloženie elipsoidov je možné si všimnúť, že takmer všetky sa z veľkej väčšiny prekrývajú, teda Q_c počítané z viacerých staníc by malo byť približne rovnaké. Toto platí predovšetkým pre stanice POC, LBC, STC, SKC, KVC. Stanica ZHC má ako jediná výraznejší objem elipsoidov oproti zvyšku. Elipsoid pre NKC je zas pozorovateľne najmenší, leží uprostred ostatných elipsoidov (Obrázky 20 a 21). Toto je možné pozorovať predovšetkým pre kratšie časové okná – 20 a 30 sekúnd.

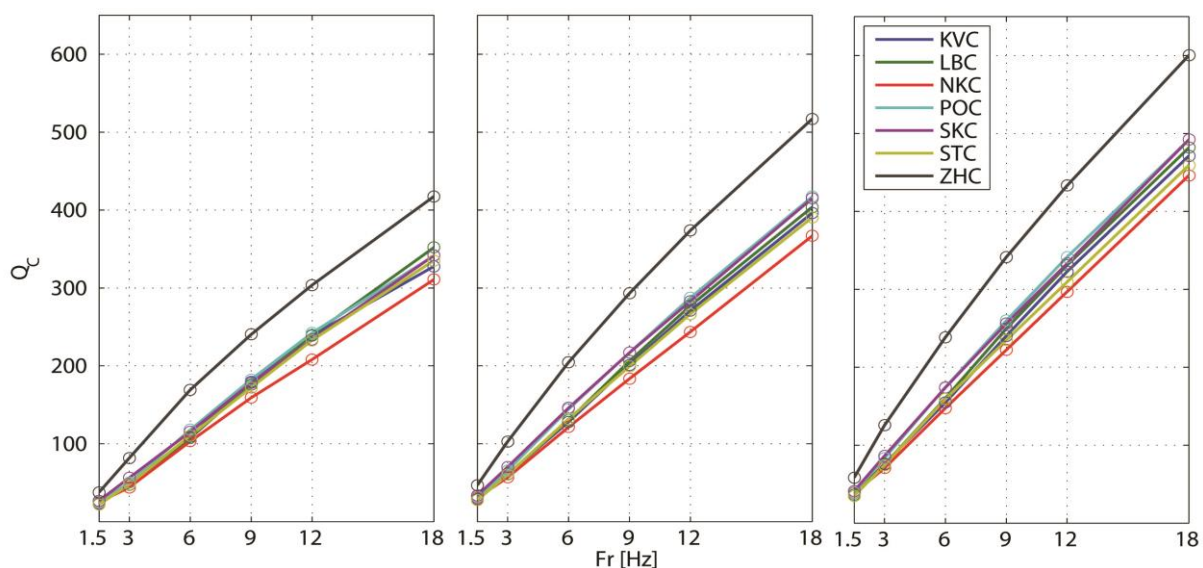


Obrázok 20: Vizualizácia zdrojových elipsoidov vln cody (b) a ich priemet na povrch (a) pre dĺžku časového okna 30 sekúnd. Je možné si všimnúť, že okrem stanice ZHC sú prakticky všetky ostatné elipsoidy skoro totožné, čo sa zachytávaného objemu prostredia týka.



Obrázok 21: Vizualizácia elipsoidov zdroja vln cody pre časové okná a) 20 s, b) 30 s, c) 40 s pre tri vybrané stanice. Čiernou farbou je označený elipsoid stanice ZHC, zelenou LBC, hnedou NKC. Červená hviezdička predstavuje polohu približného centra ohniskovej oblasti Nový Kostel v hĺbke 9 km, biele trojuholníky predstavujú stanice.

Obrázok 22 zachytáva vypočítané hodnoty Q_c pre frekvenčné pásma dané Tabuľkou 3. Výsledky sú tiež v Tabuľke 5.



Obrázok 22: Frekvenčná závislosť Q_c pre časové okná a) 20 s, b) 30 s, c) 40 s.

Na prvý pohľad je možné vidieť rast hodnôt Q_c s rastúcou dĺžkou časového okna – hĺbkového dosahu. Kým maximálne hodnoty na frekvencii 18 Hz dosahujú pri 20 sekundovom okne 311 (± 20) až 418 (± 27), pri 30 sekundovom okne to je už 367 (± 20) až 517 (± 23) a pri 40 sekundovom od 446 (± 19) do 600 (± 28).

Ako sme predpokladali, rozdielne hodnoty Q_c medzi jednotlivými stanicami zodpovedajú hĺbkovému dosahu elipsoidov. Najnižšie hodnoty má najbližšia stanica NKC, najvyššie najvzdialenejšia ZHC. Ostatné stanice majú hodnoty približne rovnaké, rozdiely medzi nimi sú menej výrazné a nachádzajú sa v rozmedzí štandardnej odchýlky.

a)

| | 1,5 Hz | 3 Hz | 6 Hz | 9 Hz | 12 Hz | 18 Hz |
|-----|------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| KVC | 23 ± 2 | 47 ± 4 | 109 ± 9 | 180 ± 18 | 239 ± 19 | 328 ± 21 |
| LBC | 24 ± 3 | 48 ± 4 | 108 ± 8 | 176 ± 11 | 240 ± 10 | 352 ± 19 |
| NKC | 25 ± 3 | 44 ± 5 | 103 ± 10 | 159 ± 14 | 208 ± 18 | 311 ± 20 |
| POC | 24 ± 3 | 50 ± 6 | 118 ± 10 | 183 ± 12 | 242 ± 14 | 342 ± 23 |
| SKC | 27 ± 2 | 56 ± 9 | 115 ± 6 | 178 ± 10 | 234 ± 15 | 342 ± 24 |
| STC | 22 ± 4 | 48 ± 5 | 111 ± 10 | 172 ± 10 | 233 ± 16 | 335 ± 28 |
| ZHC | 38 ± 8 | 82 ± 13 | 169 ± 15 | 240 ± 19 | 304 ± 25 | 418 ± 27 |

b)

| | 1,5 Hz | 3 Hz | 6 Hz | 9 Hz | 12 Hz | 18 Hz |
|-----|------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| KVC | 29 ± 3 | 61 ± 3 | 128 ± 5 | 201 ± 8 | 271 ± 15 | 396 ± 27 |
| LBC | 31 ± 3 | 61 ± 6 | 130 ± 9 | 206 ± 6 | 277 ± 9 | 404 ± 18 |
| NKC | 31 ± 3 | 57 ± 4 | 121 ± 6 | 184 ± 12 | 244 ± 16 | 367 ± 20 |
| POC | 32 ± 3 | 66 ± 5 | 144 ± 10 | 217 ± 11 | 287 ± 13 | 417 ± 24 |
| SKC | 34 ± 3 | 70 ± 7 | 146 ± 7 | 217 ± 9 | 283 ± 12 | 415 ± 21 |
| STC | 28 ± 4 | 60 ± 7 | 132 ± 12 | 199 ± 13 | 267 ± 19 | 390 ± 33 |
| ZHC | 47 ± 7 | 103 ± 10 | 205 ± 12 | 293 ± 16 | 374 ± 19 | 517 ± 23 |

c)

| | 1,5 Hz | 3 Hz | 6 Hz | 9 Hz | 12 Hz | 18 Hz |
|-----|------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| KVC | 37 ± 3 | 76 ± 3 | 155 ± 5 | 240 ± 9 | 323 ± 14 | 471 ± 19 |
| LBC | 37 ± 3 | 75 ± 3 | 160 ± 11 | 250 ± 11 | 331 ± 9 | 482 ± 12 |
| NKC | 39 ± 4 | 71 ± 4 | 148 ± 8 | 222 ± 14 | 297 ± 18 | 446 ± 19 |
| POC | 40 ± 3 | 83 ± 3 | 174 ± 11 | 260 ± 13 | 342 ± 14 | 492 ± 18 |
| SKC | 41 ± 2 | 86 ± 2 | 174 ± 9 | 256 ± 9 | 333 ± 10 | 492 ± 16 |
| STC | 35 ± 4 | 74 ± 4 | 159 ± 11 | 235 ± 12 | 310 ± 17 | 459 ± 33 |
| ZHC | 59 ± 9 | 126 ± 9 | 239 ± 13 | 341 ± 18 | 433 ± 16 | 600 ± 28 |

Tabuľka 5: Hodnoty Q_c pre jednotlivé stanice a frekvencie v časových oknách a) 20 s, b) 30 s, c) 40 s.

Ďalšou formou zobrazenia výsledkov je zobrazenie frekvenčnej závislosti Q_c podľa rovnice $Q_c = Q_0 f^n$. Platí, že pre tektonicky nehomogénne oblasti je hodnota Q_0 nízka a frekvenčná závislosť vyjadrená členom n je vysoká, tj. hodnoty blízke jednej (Aki a Chouet, 1975). Výsledky sú zachytené v *Tabuľke 6*.

| | 20 s | | 30 s | | 40 s | |
|-----|-------|------|-------|------|-------|------|
| | Q_0 | n | Q_0 | n | Q_0 | n |
| KVC | 20 | 0,98 | 21 | 1,02 | 26 | 1 |
| LBC | 17 | 1,05 | 22 | 1,02 | 27 | 1 |
| NKC | 17 | 1,02 | 20 | 1,01 | 24 | 1,01 |
| POC | 20 | 0,98 | 25 | 0,98 | 31 | 0,96 |
| SKC | 20 | 0,99 | 26 | 0,97 | 31 | 0,96 |
| STC | 18 | 1,02 | 22 | 1 | 27 | 0,99 |
| ZHC | 35 | 0,87 | 42 | 0,87 | 51 | 0,86 |

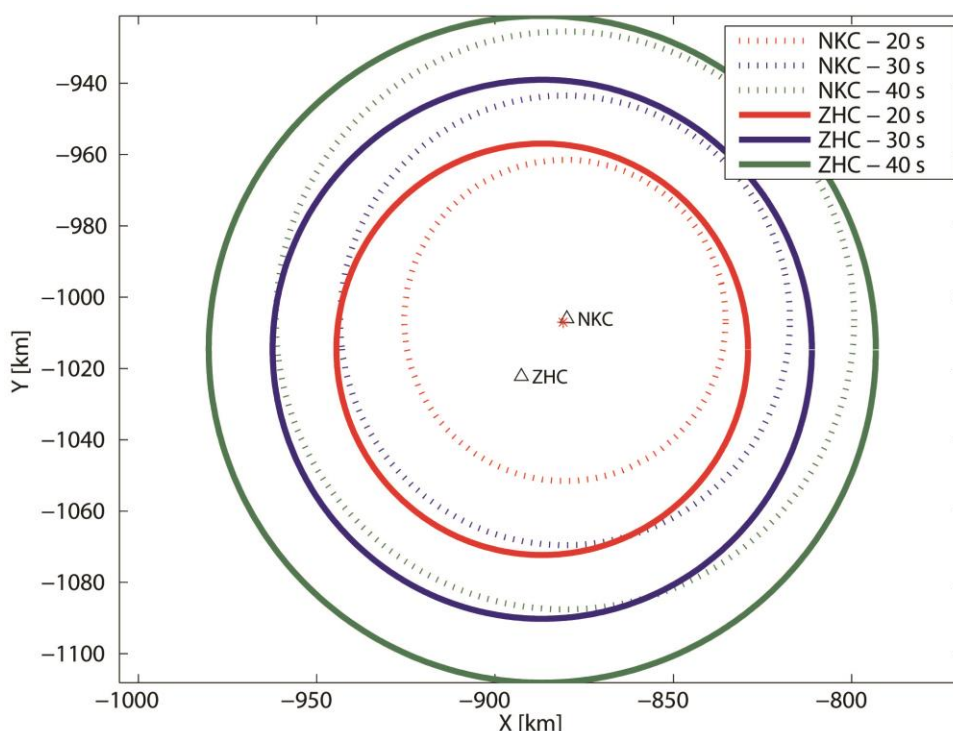
Tabuľka 6: Frekvenčná závislosť Q_c pre jednotlivé časové okná 20, 30 a 40 s, vyjadrená hodnotami Q_0 a n .

Hodnoty Q_0 sú nízke (z porovnania s inými štúdiami, napr. Badawy a Morsi, 2012), čo samo o sebe vzhľadom na celkovo nízke hodnoty Q_c neprekvapí. Faktor frekvenčnej závislosti n má na väčšine staníc hodnoty približne rovné 1, čo značí lineárnu závislosť Q_c na frekvencii. Výnimkou je stanica ZHC, kde je hodnota Q_c viditeľne vyššia než u ostatných staníc a kde je hodnota n menšia ako 0,9.

Je možné si všimnúť trend, že hodnoty n s rastúcou dĺžkou časového okna mierne klesajú. Tento jav môže byť spôsobený skutočnosťou, že s rastúcim časovým oknom rastie aj hĺbkový dosah, čiže do elipsoidu, v ktorom sa generujú vlny cody viac zasahuje homogénnejšie prostredie zemského plášťa s predpokladanými vyššími hodnotami Q_c . Pomerné zastúpenie heterogénneho prostredia kôry tak klesá, čo môže byť príčinou znižovania hodnôt n a zvyšovania hodnôt Q_0 .

V tomto smere ostáva otázne, aký vplyv má väčší hĺbkový dosah na hodnoty n pre stanicu ZHC. Pokiaľ pozrieme do *Tabuľky 4* s hĺbkovými dosahmi, vidíme, že napríklad pre dĺžku časového okna 20 s je dosah ZHC 65 km. Vyšší dosah (72 km) je napríklad na stanici NKČ pri časovom okne 30 s. Z toho by sa dalo vyvodzovať, že pre NKČ na tridsiatich sekundách by mali byť Q_0 vyššie a n nižšie než pre ZHC na dvadsiatich sekundách. Opak je však pravdou.

Táto skutočnosť môže poukazovať na fakt, že Q_c nie je len hĺbkovo závislé, ale mení sa aj laterálne. Keď sa pozrieme na prekryvy elipsoidov pre NKC a ZHC (Obrázok 22), vidíme, že elipsoidy ZHC na všetkých dĺžkach časových okien „prerastajú“ viac do boku, smerom k juhozápadu. Je potom možné predpokladať, že ohnisková zóna Nového Kostela a jej okolie (predovšetkým sever) má nižšie hodnoty Q_c oproti okoliu a táto skutočnosť sa prejaví na vzdialenejších staniciach ako je ZHC, kde je pomerné zastúpenie tejto nízko – Q_c oblasti menšie. Inak povedané, hodnoty Q_c smerom k juhu od Nového Kostela rastú aj laterálne.



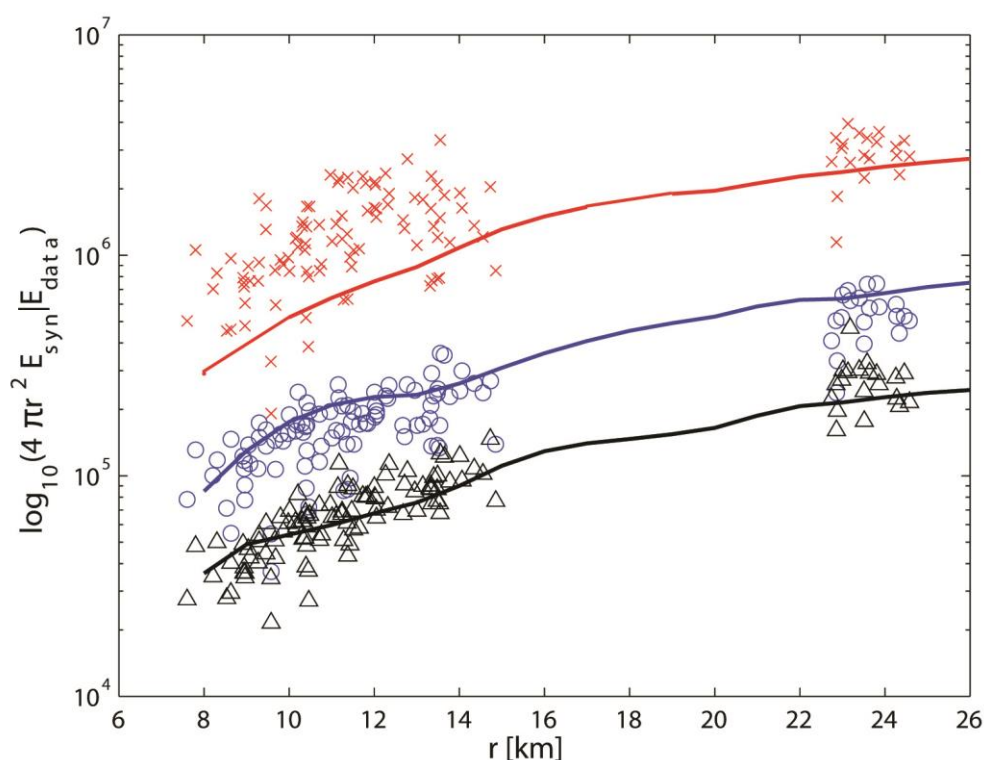
Obrázok 23: Priemet zdrojových elipsoidov vln cody na povrch pre stanice NKC a ZHC. Je možné sledovať, že elipsy na rovnakých dĺžkach časových okien pri ZHC zabiehajú viac na juhozápad. Pri porovnaní elíps rôznych časových okien je vidno, že NKC vzorkuje viac priestoru severne od ohniskovej oblasti Nového Kostela (červená hviezdička).

5.2. Určenie Q_i a Q_{sc} – MLTWA

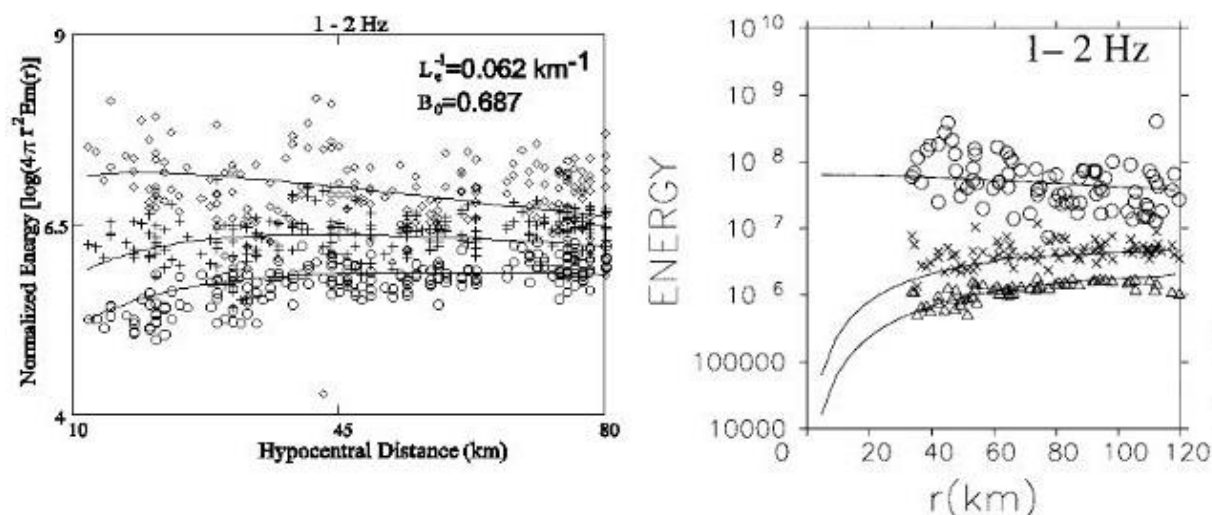
Určenie Q_i a Q_{sc} pomocou metódy MLTWA (**M**ultiple **L**apse **T**ime **W**indow **A**nalýsis) v oblasti Západných Čiech je problematické. Ako už bolo spomenuté, súčty energií jednotlivých časových okien pre rôzne zemetrasenia sa vynášajú do grafu, kde os x predstavuje hypocentrálnu vzdialenosť. Obrázok 16 zachytáva rôzne tvary kriviek pre rôzne kombinácie hodnôt Q_i a Q_{sc} .

Z modelov násobných odrazov (konkrétne zo Zengovej rovnice, 2.14) plynie, že, útlm spôsobovaný rozptylom sa na seizmogramoch výraznejšie prejavuje až pri väčších hypocentrálnych vzdialenostiach (na neskorších časoch na code). Na krátkych vzdialenostiach (skorých časoch) sa môže Q_{sc} meniť rádovo, ale výraznejších zmien v syntetických seizmogramoch a krivkách energií sa nedočkáme (Obrázok 24).

V oblasti Západných Čiech poskytuje maximálne hypocentrálne vzdialenosti od ohniskovej zóny pod Novým Kostelom stanica ZHC, približne 26 km. To je stále príliš málo na to, aby sa rozptyl na seizmograme prejavil a odlíšil od celkového útlmu. Preto, aj napriek veľmi dobrému rozptylu dát v porovnaní s inými autormi (Obrázok 25) nie je možné určiť Q_i a Q_{sc} pre túto oblasť metódou MLTWA.



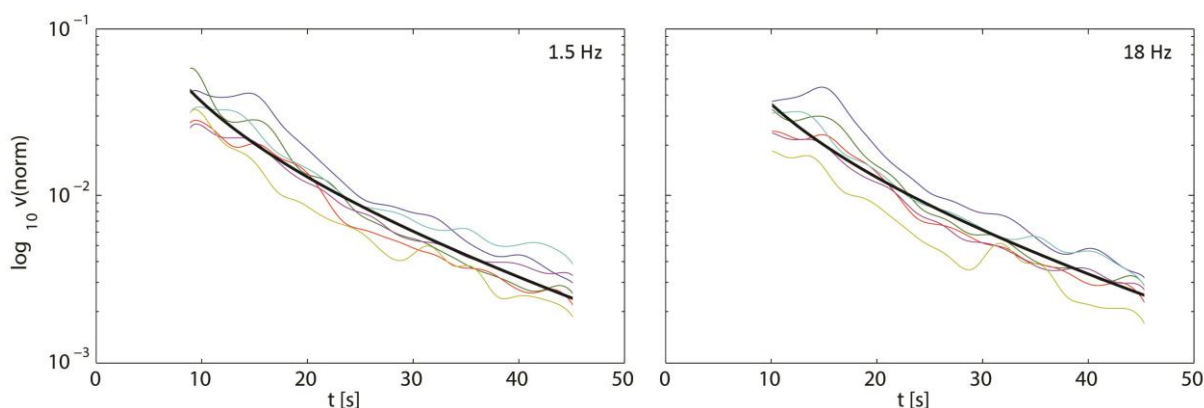
Obrázok 24: Súčty energií na frekvencii 1 Hz ako funkcia hypocentrálnej vzdialenosti pre Západné Čechy. Syntetické krivky sú konštruované s $Q_i = 200$, $Q_{sc} = 200$. Prakticky totožné krivky dostaneme aj s $Q_{sc} = 800$. Rozsah hypocentrálnych vzdialeností je príliš malý na spoľahlivé určenie Q_i a Q_{sc} .



Obrázok 25: Súčty energií ako funkcia hypocentrálnej vzdialenosti pre Chile (Hoshiba et al., 2001), Taliansko (Bianco et al., 2002). Je vidno, že rozsah hypocentrálnych vzdialeností je od 10 km do 80 až 120 km.

5.3. Určenie Q_i a Q_{sc} – Model energetického toku

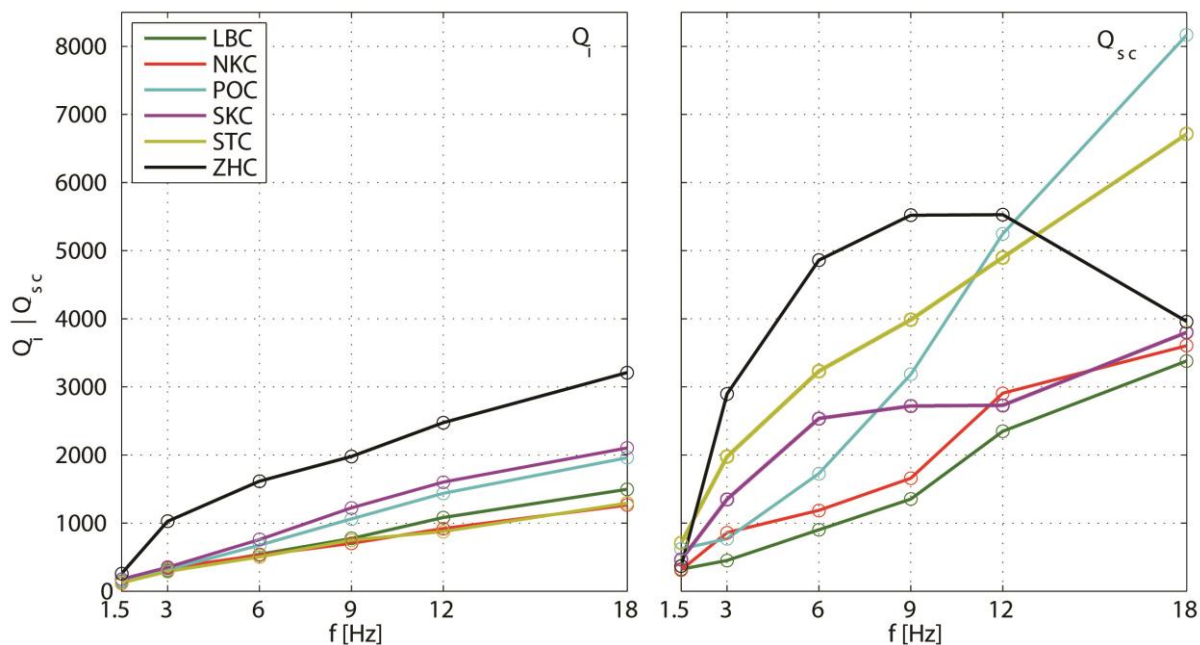
Hodnoty Q_i a Q_{sc} sa počítali z relatívne krátkych časových okien (20 sekúnd). Ako však ukazuje Obrázok 26, výsledné krivky dobre korešponujú s dátami aj na iných častiach cody.



Obrázok 26: Syntetické krivky s najlepšou zhodou s reálnymi dátami. Zobrazených je pre prehľadnosť len šesť javov (resp. ich veľmi zhladené obálky cody) na stanici POC pre centrálnu frekvenciu 1,5 Hz ($Q_i = 152$, $Q_{sc} = 621$) a 18 Hz ($Q_i = 1961$, $Q_{sc} = 8166$). Krivky sú porovnávané s 20-sekundovým oknom cody začínajúcim v tomto prípade na 26-tej sekunde, ale ako je vidno, výsledná krivka (závislá na Q_i a Q_{sc}) je v dobrej zhode so zvyšnou zobrazenou časťou cody.

Vypočítané hodnoty Q_i a Q_{sc} závislé na frekvencii zachytáva Obrázok 27. Je možné si všimnúť, že hodnoty Q_i rastú na každej frekvencii s hypocentrálnou vzdialenosťou staníc od javov (rast s objemom elipsoidu). V tomto sa chová Q_i presne ako parameter Q_c z predošlej

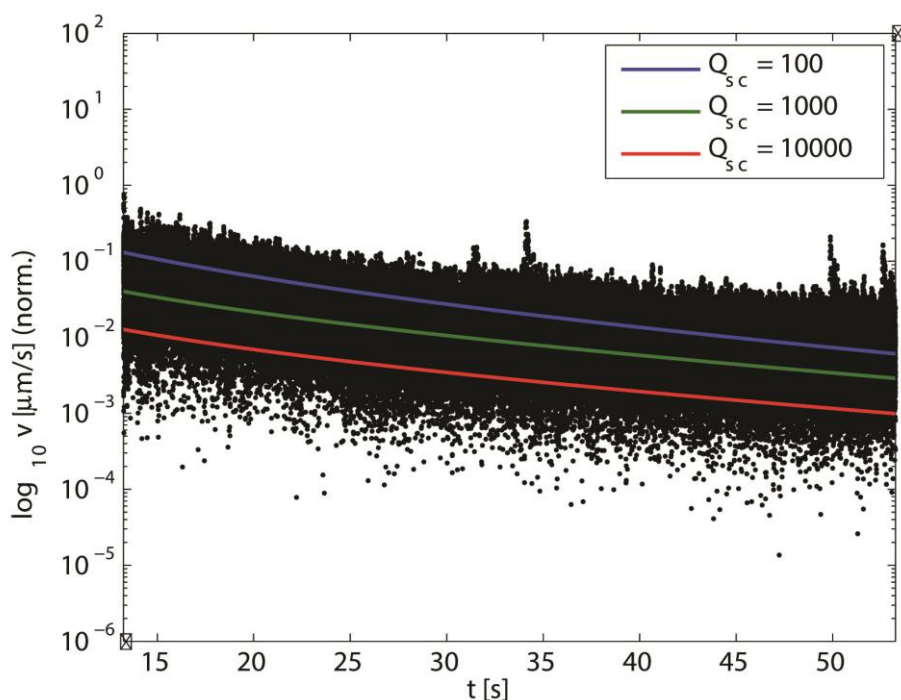
metódy. Hodnoty sú vyššie (res. hodnoty Q_c sú nižšie), čo korešponduje so zisteniami iných autorov prác v tejto problematike (napr. Badawy a Morsy, 2012).



Obrázok 27: Frekvenčná závislosť Q_i a Q_{sc} zistená metódou energetického toku pre časové okno 20 až 40 sekúnd od dvojnásobku času príchodu S – vlny.

Hodnoty Q_{sc} sú výrazne vyššie ako Q_i a v otázkach rastu nejavia rovnaké správanie ako Q_i alebo Q_c . Síce môžeme vidieť trend rastu s frekvenciou, ale rast s hypocentrálnou vzdialenosťou nie je taký pravidelný.

Skôr, než by sme sa pokúšali interpretovať výsledky Q_{sc} však musíme zobrať v úvahu vlastnosti Q_{sc} na krátkych hypocentrálnych vzdialenostiach. Podľa modelu energetického toku (a ostatne aj podľa Zengovej rovnice) sa rozptyl na krátkych vzdialenostiach neprejavuje. Hodnoty Q_{sc} môžu naberať rôznych hodnôt a codu to ovplyvní len minimálne (Obrázok 28).



Obrázok 28: Hodnoty Q_{sc} pre normalizované dáta stanice ZHC na frekvencii 1.5 Hz (nezhladené bodové vyobrazenie). Q_i je konštantné. Je možné si všimnúť, že rádové rozdiely Q_{sc} majú len malý vplyv na tvar a amplitúdy syntetickej krivky. Určenie Q_{sc} je preto nepresné a nemá pri malých epicentrálnych vzdialenostiach význam.

Metóda, ktorou som hodnotil Q_{sc} a Q_i zisťoval preto nájde dobrú zhodu syntetických dáta pozorovaných dát pre široký interval hodnôt Q_{sc} (podobné závery sme vyvodili z metódy MLTWA). Výsledné hodnoty preto nie je možné zahrňať do podrobnej interpretácie, musíme sa uspokojiť s faktom, že Q_{sc} prejavuje trend rastu s frekvenciou.

Výsledné hodnoty Q_i a Q_{sc} spočítané metódou energetického toku sú zachytené v Tabuľke 7.

a)

| Q_i | 1,5 Hz | 3 Hz | 6 Hz | 9 Hz | 12 Hz | 18 Hz |
|-------|--------|------|------|------|-------|-------|
| LBC | 142 | 299 | 541 | 772 | 1082 | 1498 |
| NKC | 118 | 340 | 530 | 703 | 921 | 1265 |
| POC | 152 | 318 | 674 | 1062 | 1437 | 1961 |
| SKC | 178 | 353 | 757 | 1225 | 1604 | 2104 |
| STC | 122 | 288 | 503 | 749 | 877 | 1292 |
| ZHC | 259 | 1026 | 1616 | 1977 | 2476 | 3211 |

b)

| Q_{sc} | 1,5 Hz | 3 Hz | 6 Hz | 9 Hz | 12 Hz | 18 Hz |
|----------|--------|------|------|------|-------|-------|
| LBC | 324 | 451 | 902 | 1352 | 2348 | 3381 |
| NKC | 313 | 860 | 1187 | 1658 | 2906 | 3606 |
| POC | 621 | 772 | 1730 | 3182 | 5248 | 8166 |
| SKC | 461 | 1351 | 2536 | 2719 | 2730 | 3800 |
| STC | 712 | 1977 | 3232 | 3986 | 4901 | 6712 |
| ZHC | 367 | 2897 | 4860 | 5521 | 5528 | 3961 |

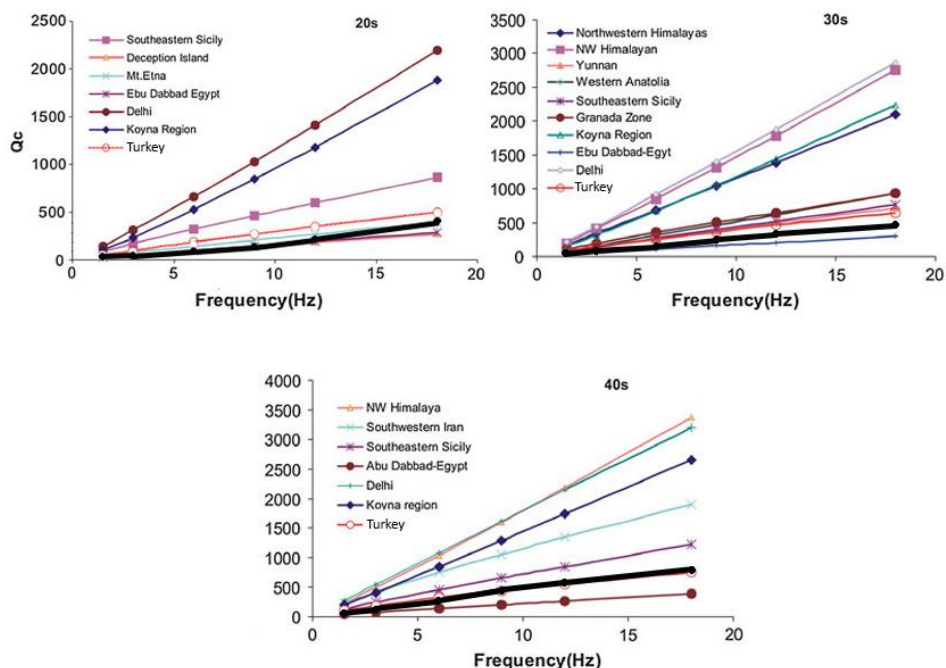
Tabuľka 7: Hodnoty Q_i (a) a Q_{sc} (b) pre jednotlivé stanice a frekvencie pre časové okno 20 až 40 sekúnd od dvojnásobku času príchodu S – vlny.

6. Záver a diskusia

Z analýzy seizmickej cody západočeských zemetrasení je možné vyvodiť niekoľko záverov.

Parameter Q_c sa chová podľa predpokladov: rastie s frekvenciou a s dĺžkou skúmaného časového okna. Rast s dĺžkou časového okna súvisí s hĺbkovou a laterálnou zmenou Q_c . Zo zistených výsledkov by sa dalo vyvodiť, že Q_c rastie podľa predpokladu s hĺbkou a jeho hodnoty rastú v smere od Nového Kostela na juhozápad. Táto laterálna zmena môže súvisieť s geológiou oblasti, kde práve v okolí Nového Kostela a na sever od neho je seizmická geologická stavba najčlenitejšia a seizmická aktivita najintenzívnejšia.

Pokiaľ sa pozrieme na celkové hodnoty Q_c , tak je možné skonštatovať, že sú relatívne nízke, čo dobre korešponduje s faktom, že v oblastiach seizmicky aktívnych je hodnota Q_c menšia než 1000 (na frekvencii 20 Hz). V tomto prípade ja maximálna dosiahnutá hodnota Q_c = 600. V porovnaní s podobnými štúdiami patria hodnoty Q_c medzi tie nižšie. Porovnateľné sú napríklad s hodnotami zistenými na Severoanatólskom zlome v Turecku (Sertçelik, 2011). Celkové porovnanie hodnôt Q_c vo svete zobrazuje *Obrázok 29*.



Obrázok 29: Porovnanie Q_c pre časové okná 20, 30 a 40 sekúnd pre rôzne regióny. Hodnoty v západných Čechách patria medzi nižšie (čierna línia). Pôvodný obrázok prevzatý z článku Sertçelik, 2011.

Nejednoznačnosť interpretácie vzťahu Q_c k anelastickému útlmu a rozptylu, zanedbávanie zákonov zachovania energií “devaluje” jeho hodnotu a robí z neho “len” parameter k ohodnoteniu seizmickej aktivity danej oblasti, ktorý je možné porovnávať s inými štúdiami.

Metódy k oddeleniu Q_i a Q_{sc} sú v oblasti Západných Čiech použiteľné obmedzené. Z teórie vieme, že rozptyl sa na celkovom útlme začína prejavovať len na väčšie vzdialenosti. Skúmať rozptyl je preto možné buď na vzdialenejších javoch, alebo na neskorých častiach cody. Vzhľadom na to, že cody nie príliš silných západočeských zemetrasení zaznamenaných sieťou WEBNET sú na neskorších časoch stratené v šume a hypocentrálne vzdialenosti neprekračujú 26 km je použitie najbežnejšej metódy – MLTWA (**M**ultipple **L**apse **T**ime **W**indow **A**nalysis) nemožné.

Použiteľné sa ukázalo použitie metódy založenej na modely energetického toku. Táto metóda je používaná predovšetkým pre skúmanie útlmu L_g vln v jej 2D variante. 3D forma metódy je menej používaná na úkor MLTWA, ale v našom prípade sa ukázala ako funkčná, aj keď len v obmedzenej miere.

Krátke hypocentrálne vzdialenosti limitujú výsledky len natoľko, že nie je možné určiť Q_{sc} . Resp. Q_{sc} je možné určiť, ale jeho hodnoty, nech sa pohybujú v rozdieloch dvoch rádov, nemajú výraznejší vplyv na podobu cody. Toto len potvrdzuje fakt daný teóriou, že rozptyl sa výraznejšie prejavuje až na väčších hypocentrálnych vzdialenostiach.

Samotné hodnoty Q_i javia frekvenčnú závislosť podobnú závislosti Q_c . Takisto Q_i rastie s narastajúcou vzdialenosťou stanice od oblasti Nového Kostela, čiže aj tu je možné konštatovať hĺbkovú a laterálnu zmenu Q_i podobne ako pri parametre Q_c .

Hodnoty Q_i sú vyššie ako hodnoty Q_c . Príčinou takéhoto správania môže byť skutočnosť, že modely a metódy pracujúce v oblasti energií striktne dodržiavajú zákony zachovania energií, čo model jednotného spätného rozptylu nerobí. Vyššie hodnoty Q_i súhlasia so zisteniami iných autorov (Badawy a Morsy, 2012).

Pokiaľ budeme veriť modelom v tom, že rozptyl (Q_{sc}) môžeme na krátkych hypocentrálnych vzdialenostiach a skorých časoch cody zanedbať, potom môžeme skonštatovať, že celkový útlm Q_t bude iba funkciou Q_i :

$$\frac{1}{Q_T} \approx \frac{1}{Q_i}.$$

Nové poznatky v problematike by mohlo priniesť použitie záznamov západočeských zemetrasení zo vzdialenejších staníc situovaných v Nemecku, prípadne použitie nemeckých zemetrasení v oblasti (s väčšou hypocentrálnou vzdialenosťou k metóde MLTWA). Metódy popísané a použité v práci je možné použiť aj v iných podobných oblastiach, kde sa vyskytujú seizmické roje (napríklad Island).

Zoznam použitej literatúry

Aki, K., Chouet, B., 1975. Origin of Coda Waves: Source, Attenuation and Scattering Effects. J. Geophys. Res. 80, 3,322 – 3,342.

Aki, K., 1980. Attenuation of Shear Waves in the Lithosphere for Frequencies from 0.05 to 25 Hz. Physics of the Earth and Planetary Interiors 21, 50 – 60.

Badawy, A., Morsy, M.A., 2012. Seismic Wave Attenuation in the Greater Cairo Region, Egypt. Pure Appl. Geophys. 169, 1,589 – 1,600.

Bianco, F., Del Pezzo, E., Castellano, M., Ibanez, J., Di Luccio, F., 2002. Separation of intrinsic and scattering seismic attenuation in the Southern Apennine zone, Italy. Geophysical Journal International 150, 10 – 22.

Biswas, N. N., Aki, K., 1984. Characteristics of Coda Waves: Central and South Central Alaska. Bull. Seismol. Soc. Am. 74, 493 – 507.

Bonilla, L., Steidl, J., Lindley, G., Tumarkin, A., Archuleta, R., 1997. Site Amplification in the San Fernando Valley, California: Variability of Site-effect Estimation Using the S-wave, coda, and H/V Methods. Bull. Seismol. Soc. Am. 87, 710 – 730.

Fehler, M., Hoshiba, M., Sato, H., Obara, K., 1991. Separation of Scattering and Intrinsic Attenuation for the Kanto-Tokai Region, Japan, Using Measurements of S-wave Energy versus Hypocentral Distance. Geophys. J. Int. 108, 787 – 800.

Frankel, A., Wennerberg, L., 1987. Energy-flux Model of Seismic Coda: Separation of Scattering and Intrinsic Attenuation. Bull. Seismol. Soc. Am. 77, 1,223 – 1,251.

Gao, L.S., Biswas, N.N., Lee, L.C., Aki, K., 1983a. Effects of multiple Scattering on coda waves in three-dimensional medium. Pure. Appl. Geophys. 121, 3–15.

Gao, L., Shang, T., 1988. Transportation theory of multiple scattering and its application to seismic coda waves of impulsive source. Scientia Sinica 31, 1,503 – 1,514.

Hoshiba, M., 1991. Simulation of multiple-scattered coda wave excitation based on the energy-conservation law. Physics of the Earth and Planetary Interiors 67, 123 – 136.

Hoshiba, M., 1993. Separation of scattering attenuation and intrinsic absorption in Japan using the multiple lapse time window analysis of full seismogram envelope. Journal of Geophysical Research 98,15,809 – 15,824.

Hrubcová, P., Vavryčuk, V., Boušková, A., Horálek, J., 2013. Moho depth determination from waveforms of microearthquakes in the West Bohemia/Vogtland swarm area. J. Geophys. Res. 118, 1-17.

Jannaud, L. R., Adler, P. M., Jacquin, C. G., 1991. Spectral Analysis and Inversion of Coda. J. Geophys. Res. 96, 18,215 — 18,231.

Jemberie, A. L., Langston, C.A., 2005. Site Amplification, Scattering, and Intrinsic Attenuation in the Mississippi Embayment from Coda Waves. Bull. Seismol. Soc. Am. 95, 1,716 – 1,730.

Kjartansson, E., 1979. Constant Q-wave propagation and attenuation. J. Geophys. Res.: Solid Earth 84, 4,737 – 4,748.

Kopnichev, Y.F., 1977. The role of multiple scattering in the formation of a seismogram's tail, Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli. 13, 394–398.

Lay, T., Wallace, T.C., 1995. Modern Global Seismology. San Diego: Academic Press. Attenuation and scattering, s. 104 – 115.

Liu, H.P., Anderson, D.L., Kanamori, H., 1976. Velocity dispersion due to anelasticity: Implications for seismology and mantle composition. Geophys. J. R. Astron. Soc. 47, 41 – 58.

Mayeda, K., Jin, A., Adams, D., Aki, K., 1994. Separation of intrinsic and scattering attenuation in southern California using TERRAScope data. Journal of Geophysical Research 99, 17,835 – 17,848.

Nakamura, Y., Latham, G., Ewing, M., Dorman, L., 1970. Lunar Seismic Energy transmissions (abstrakt) EOS. Trans. Am Geophys. Un. 51, 776.

Rautian, T. G., Khalturin, V. I., 1978. The Use of the Coda for Determination of the Earthquake Source Spectrum. Bull. Seismol. Soc. Am. 68, 923 – 948.

Sato, H., 1977. Energy propagation including scattering effects: single isotropic scattering approximation. Physics of the Earth and Planetary Interiors 25, 27 – 41.

Sato, H., Fehler, M., 1998. Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth. New York: AIP Press/Springer Verlag. Phenomenological Modeling of coda wave excitation, s. 41 – 85.

Sato, H., Fehler, M., Wu, R.S., 2002. Scattering and attenuation of seismic waves in the lithosphere. International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology. 195 – 208.

Sato, H., Fehler, M., 2003. Coda. Pure appl. geophys. 160, 541 – 554.

Sertçelik, F., 2012. Estimation of Coda Wave Attenuation in the East Anatolia Fault Zone, Turkey. Pure Appl. Geophys. 169, 1,189 – 1,204.

Shearer, P.M., 2009. Introduction to seismology. New York : Cambridge University Press. Attenuation, s. 163 – 179.

Stein, S., Wysession, M., 2005. An introduction to seismology, earthquakes, and earth structure. Oxford: Blackwell Publishing Ltd. Attenuation and anelasticity, s. 185 – 198.

Tsuiura, M., 1978. Spectral Analysis of the Coda Waves from Local Earthquakes. Bull. Earthq. Inst. Univ. Tokyo 53, 1 – 48.

Wesley, J.P., 1965. Diffusion of seismic energy in the near range. J. Geophys. Res. 70, 5,099 – 5,106.

Wu, R.S., 1985. Multiple Scattering and Energy Transfer of Seismic Waves—Separation of Scattering Effect from Intrinsic Attenuation—I. Theoretical Modeling. Geophys. J. R. Astron. Soc. 82, 57 – 80.

Yoshimoto, K., Sato, H., Ohtake, M., 1993. Frequency-dependent Attenuation of P and S Waves in the Kanto Area, Japan, Based on the Coda-normalization Method. Geophys. J. Int. 114, 165 – 174.

Zeng, Y., Su, F., Aki, K., 1991. Scattering Wave Energy Propagation in a Random Isotropic Scattering Medium 1. Theory. J. Geophys. Res. 96, 607 – 619.